

725 ---

No d'enregistrement
au C.N.R.S.

Paris 1970

THÈSE

DE DOCTORAT D'ÉTAT ES-SCIENCES PHYSIQUES

PRÉSENTÉE A LA
FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY

PAR
Émile PELLETIER
LABORATOIRE AIMÉ COTTON
C. N. R. S.

POUR OBTENIR
LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES

Sujet :

CALCUL ET RÉALISATION DE REVÊTEMENTS MULTIDIÉLECTRIQUES
PRÉSENTANT DES CARACTÉRISTIQUES SPECTRALES IMPOSÉES.

SOUTENUE LE DÉC. 1970 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

M. P. JACQUINOT : PRÉSIDENT

M. F. ABELES

M. R. CHABBAL

M. P. GIACOMO

M. P. ROUARD

EXAMINATEURS

THÈSE

DE DOCTORAT D'ÉTAT ES-SCIENCES PHYSIQUES

PRÉSENTÉE A LA
FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY

PAR
Émile PELLETIER

LABORATOIRE AIMÉ COTTON
C. N. R. S.

POUR OBTENIR
LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES

Sujet :

CALCUL ET RÉALISATION DE REVÊTEMENTS MULTIDIÉLECTRIQUES
PRÉSENTANT DES CARACTÉRISTIQUES SPECTRALES IMPOSÉES.

SOUTENUE LE DÉC. 1970 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

M. P. JACQUINOT : PRÉSIDENT

M. F. ABELES

M. R. CHABBAL

M. P. GIACOMO

M. P. ROUARD

EXAMINATEURS

THÈSE

DE DOCTEUR EN MÉDECINE

PRÉSENTÉE

À LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORLÈANS

PAR

Émile PELLETIER

LAUREAT EN MÉDECINE

1881

LE DOCTEUR

LE DOCTEUR EN MÉDECINE



1881

LE DOCTEUR EN MÉDECINE

LE DOCTEUR EN MÉDECINE

LE DOCTEUR EN MÉDECINE

LE DOCTEUR EN MÉDECINE

LE DOCTEUR EN MÉDECINE

LE DOCTEUR EN MÉDECINE

LE DOCTEUR EN MÉDECINE

LE DOCTEUR EN MÉDECINE

Ce travail a été effectué au laboratoire AIME COTTON ; je prie, Messieurs les Professeurs JACQUINOT et CHABBAL d'accepter l'expression de mes remerciements pour l'accueil et le soutien qu'ils m'y ont réservés.

Cette étude a été réalisée sous la bienveillante direction de Monsieur le Professeur GIACOMO qui m'a toujours fait profiter de sa grande expérience et a bien voulu m'apporter son appui et son aide les plus constants. Je suis heureux de l'occasion qui m'est donnée de lui exprimer toute ma gratitude et ma reconnaissance.

A Monsieur le Professeur MARECHAL, mon parrain au C.N.R.S. , j'exprime mes sentiments respectueux et reconnaissants.

Je tiens à exprimer ma gratitude à Monsieur le Professeur ROUARD qui a bien voulu, malgré l'éloignement participer à mon jury.

J'adresse aussi mes vifs remerciements à Monsieur le Professeur BOUSQUET pour la très fructueuse collaboration qu'il m'a permis d'établir avec son laboratoire.

Monsieur le Professeur ABELES a bien voulu s'intéresser à mes efforts, je lui en suis particulièrement reconnaissant.

J'ai plaisir à remercier aussi R. BADOUAL qui a été mon compagnon de recherche et mon guide pendant plusieurs années.

Mes remerciements s'adressent également à tous mes camarades techniciens et chercheurs du laboratoire et en particulier à Y. BORDARIER et R. KLAPISCH pour l'aide qu'ils m'ont apporté dans la partie théorique de ce travail ; à J. FATTAZ qui, par sa participation de tous les jours, a largement contribué à l'obtention des divers résultats.

Les calculs ont été effectués au Centre de la Faculté d'ORSAY et je tiens à remercier l'ensemble de son personnel.

TABLE DES MATIERES

	Pages
<u>INTRODUCTION</u>	1

Première Partie

ANALYSE et SYNTHÈSE d'EMPILEMENTS DE COUCHES MINCES DIELECTRIQUES

<u>CHAPITRE I</u> - CALCUL DES PROPRIETES OPTIQUES : ANALYSE.....	4
I - 1 - METHODE DE CALCUL.....	4
A . Hypothèse de départ.....	4
B . Relations de recurrence pour le champ électrique et le champ magnétique (incidence normale).....	6
C . Grandeurs fondamentales en optique.....	7
D . Expression analytique des propriétés optiques.....	8
E . Cas de l'incidence oblique.....	9
F . Dispersion de l'indice de réfraction des matériaux.....	11
G . Conclusion.....	11
I - 2 - QUELQUES PROPRIETES GENERALES.....	11
A . Milieux stratifiés périodiques.....	12
B . Milieux stratifiés symétriques.....	12
C . Association de sous ensembles symétriques...	12
D . Conclusion.....	12
I - 3 - CONCLUSION.....	13

<u>CHAPITRE II</u> - PROBLEME INVERSE : SYNTHESE	14
II - 1 - TRAVAUX ANTERIEURS.....	15
A . Solutions algébriques formelles.....	15
B . Synthèse par approximations successives.....	16
C . Conclusion.....	17
II - 2 - METHODE UTILISEE.....	17
A . Conditions préliminaires.....	17
B . Principe du calcul OPTIPO.....	17
C . Conclusion.....	32
II - 3 - RECHERCHE SYSTEMATIQUE DE SOLUTIONS OPTI- MALES.....	32
A . Recherche systématique d'une solution de départ.....	34
B . Choix des contraintes.....	34
C . Exemple de recherche d'une solution.....	39
D . Rappel des données nécessaires	40
E . Conclusion.....	43
<u>CHAPITRE III</u> - RESULTATS ET PERSPECTIVES.....	44
III - 1 - COMBINAISONS CALCULEES.....	44
A . Cas particuliers simples (incidence normale)..	45
B . Revêtements réflecteurs à large bande (incidence normale).....	48
C . Séparatrice de faisceau (incidence oblique)..	48
D . Conclusion.....	49
III - 2 - CRITIQUES ET AMELIORATIONS POSSIBLES.....	49
A . Comparaison à d'autres méthodes.....	49
B .. Comparaison à la synthèse totale.....	50
C . Problèmes posés par la synthèse totale.....	51

III. - 3 - CONCLUSION	54
-----------------------------	----

Deuxième Partie

REALISATION EXPERIMENTALE

CHAPITRE IV - METHODES DE CONTROLE PENDANT L'EVAPORATION

DES EPAISSEURS DEPOSEES.....	57
IV - 1 - PRINCIPAUX DISPOSITIFS.....	57
A . Contrôles indirects.....	57
B . Contrôles directs.....	59
IV - 2 - LE MAXIMETRE.....	62
A . Principe.....	62
B . Remarques.....	63
C . Influence de la dispersion de l'indice.....	64
D . Contrôle de couches d'épaisseurs multiples de $\lambda_0/4$	68
E . Conclusion et remarques générales.....	73
IV - 3 - PERFORMANCES DES APPAREILS DE CONTROLE ET QUALITE DES FILTRES REALISES.....	74
A . Simulation par le calcul d'un contrôle optique direct.....	75
B . Tolérances admises.....	77
IV - 4 - CONCLUSION.....	78

CHAPITRE V - APPLICATION DES PROCEDES DE CONTROLE AU CAS

D'EMPILEMENTS QUELCONQUES.....	80
--------------------------------	----

V - 1 -	PRINCIPAUX DISPOSITIFS UTILISABLES	80
A .	Contrôles optiques indirects.....	80
B .	Contrôles directs.....	82
V - 2 -	LE MAXIMETRE A"COUTEAU ELECTRONIQUE".....	84
A .	Principe.....	85
B .	Progrès et servitudes du maximètre à couteau électronique.....	86
C .	Conclusion.....	89
V - 3 -	CONCLUSION.....	89
<u>CHAPITRE VI</u> -	ETUDE PRELIMINAIRE DU CONTROLE	92
VI - 1 -	PREPARATION D'UN PROGRAMME DE CONTROLE.....	92
A .	Programme AUT NIF.....	92
B .	Choix des longueurs d'onde de contrôle.....	93
VI - 2 -	INDICES DE REFRACTION.....	95
A .	Conséquence d'une imprécision sur la valeur de l'indice et de la dispersion.....	96
B .	Détermination expérimentale de la valeur des indices.....	97
VI - 3 -	EPAISSEURS OPTIQUES.....	104
A .	Tolérances sur les épaisseurs des couches...	105
B .	Influence d'une erreur d'épaisseur sur le contrôle.....	105
VI - 4 -	ETUDE DU FILTRE REALISE ET DE SES IMPERFEC- TIONS.....	106
A .	Utilisation du programme OPTIPO.....	107
B .	Simulation et adaptation du programme de contrôle pendant l'évaporation.....	110

VI - 5 - CONCLUSION.....	111
<u>CHAPITRE VII</u> - APPAREILLAGE ET RESULTATS EXPERIMENTAUX.....	112
VII - 1 - L'EVAPORATEUR.....	113
A . Dispositif de pompage.....	113
B . Enceinte d'évaporation.....	113
C . Rotation de l'échantillon.....	115
VII - 2 - MONTAGE OPTIQUE ET APPAREILLAGE DE CONTROLE.....	115
A . La source.....	115
B . Système dispersif.....	115
C . Le miroir vibrant.....	116
D . Traversée de la cloche et récepteur photoélectrique.....	116
E . Conditions générales d'utilisation.....	116
VII - 3 - PRATIQUE DES EVAPORATIONS.....	117
A . Uniformité des couches déposées.....	117
B . Préparation d'une évaporation.....	118
C . Conditions d'évaporation.....	119
VII - 4 - MESURES DE TRANSMISSION.....	120
VII - 5 - REALISATION D'UN FILTRE CALCULE.....	121
A . Réalisation	121
B . Quelques résultats.....	124
VII - 6 - CONCLUSION.....	127

<u>CONCLUSION</u>	129
-------------------------	-----

ANNEXE - Quelques combinaisons calculées : Filtres 1 à 16

BIBLIOGRAPHIE

o

o

o

INTRODUCTION

On admet très souvent qu'un dépôt transparent obtenu par évaporation thermique sur un support également transparent, possède la structure très simple d'une lame continue, homogène et isotrope à faces planes et parallèles. Au point de vue optique, cette couche est caractérisée par deux paramètres, son indice de réfraction et son épaisseur. On peut alors aisément calculer ses propriétés optiques. Il est tentant d'utiliser ce procédé pour modifier les propriétés optiques d'une surface, par exemple augmenter son pouvoir réflecteur ou, au contraire le diminuer selon les besoins. Comme ceci semble facile, on pourra même empiler plusieurs couches et obtenir des propriétés intéressantes, permettant ainsi d'élargir considérablement le champ d'application des couches minces en optique. Mais tout ceci ne va pas sans difficultés. Si l'on conserve le modèle mathématique simple de couches parfaites, le calcul des propriétés optiques d'un empilement de couches minces diélectriques à partir des valeurs de n et de e peut aujourd'hui être considéré comme bien résolu. La longueur des calculs numériques conduit à utiliser un ordinateur qui permet très facilement l'analyse des propriétés optiques d'un empilement si complexe soit-il.

Très vite, en se limitant à des combinaisons particulières - par exemple des empilements de couches d'épaisseurs optiques égales et d'indices alternés ; on a pu obtenir pour un domaine spectral limité des revêtements à haut pouvoir réflecteur. Mais ces succès ont donné des espérances et le nombre des applications envisagées n'a cessé de croître.

En vue des applications, le problème du calcul se pose différemment. On a besoin d'un filtre présentant un profil spectral déterminé. L'idéal serait de pouvoir déduire, à partir de cette donnée, le nombre de couches, les indices et les épaisseurs nécessaires pour obtenir ce résultat. Il n'existe pas actuellement de solution générale à ce problème de synthèse.

Toutes les approches qui sont faites consistent à se fixer a priori un certain nombre de données et à calculer des solutions par approximations successives.

Dans ce travail, nous avons voulu obtenir, à l'aide de matériaux courants, des filtres présentant un profil spectral bien déterminé, en ajustant seulement les épaisseurs des couches.

Mais il ne suffisait pas de mettre sur pied un nouveau procédé de calcul, encore fallait-il le faire déboucher sur des réalisations expérimentales. Après avoir mis en évidence la nécessité d'un contrôle optique sur l'empilement lui-même, tout au long de sa réalisation, il nous a fallu généraliser l'emploi du MAXIMETRE pour l'adapter au contrôle d'empilement de couches d'épaisseurs optiques inégales. Le contrôle devient ici complexe et l'ordinateur doit préparer la voie à suivre en choisissant les longueurs d'onde de contrôle utilisées lors de la réalisation. Il est nécessaire de tenir compte de nombreux facteurs tels que la dispersion de l'indice en fonction de la longueur d'onde; facteurs déjà connus certes, mais qui avaient pu être négligés lors de la réalisation de revêtements classiques $\lambda/4$. L'emploi de l'ordinateur qui seul pouvait nous permettre d'aborder nos problèmes de synthèse sera là encore d'une nécessité permanente. En effet le calcul va nous permettre de déterminer les indices effectifs des matériaux et d'étudier les résultats expérimentaux obtenus pour analyser, si besoin est, les causes de nos échecs et les éliminer.

A condition de tenir compte dans les calculs de la dispersion de l'indice en fonction de la longueur d'onde, le modèle mathématique utilisé se révèle très suffisant pour l'étude des problèmes que nous nous étions posés.

Si les applications pratiques de toutes ces méthodes se sont surtout orientées vers la réalisation de revêtements réflecteurs à large bande, qui correspondaient aux besoins du laboratoire AIME COTTON, il n'en reste pas moins que les solutions théoriques et expérimentales dont l'étude va suivre permettent de résoudre les nombreux problèmes de filtrage de longueurs d'onde qui se posent à l'utilisateur.

P R E M I E R E P A R T I E

ANALYSE et SYNTHESE
d'EMPILEMENTS DE COUCHES MINCES DIELECTRIQUES

CHAPITRE I

CALCUL DES PROPRIETES OPTIQUES : ANALYSE

Le problème de la détermination des propriétés optiques d'empilements de couches minces se ramène à l'étude de la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu stratifié.

De très nombreuses méthodes de calcul ont été proposées. [1]

Dès que le calcul porte sur un nombre de couches et un nombre de longueurs d'onde dépassant quelques unités, la complexité est telle que l'emploi d'un ordinateur devient indispensable pour effectuer les applications numériques.

Ce chapitre constitue un rappel d'une méthode de calcul qui, à partir de données caractérisant l'empilement :

$$\left\{ \begin{array}{ll} P & \text{nombre de couches} \\ n_i, e_i & \text{indice de réfraction (éventuellement complexe) et épaisseur géométrique de chaque couche.} \end{array} \right.$$

permet d'atteindre les propriétés optiques du revêtement.

Nous verrons que, dans quelques cas particuliers, un raisonnement simple mène plus rapidement au résultat et prépare la voie au problème inverse beaucoup plus difficile, qui est de calculer les caractéristiques de l'empilement à partir des propriétés optiques.

I - 1 - METHODE DE CALCUL -

A - Hypothèse de départ.

On part de l'hypothèse simplificatrice habituelle selon laquelle chaque couche de l'empilement est supposée isotrope, homogène, à faces planes et parallèles. Un empilement de couches peut être représenté de la façon suivante (fig. 1):

L'empilement comprend P couches déposées sur un support d'indice n_{P+1} .

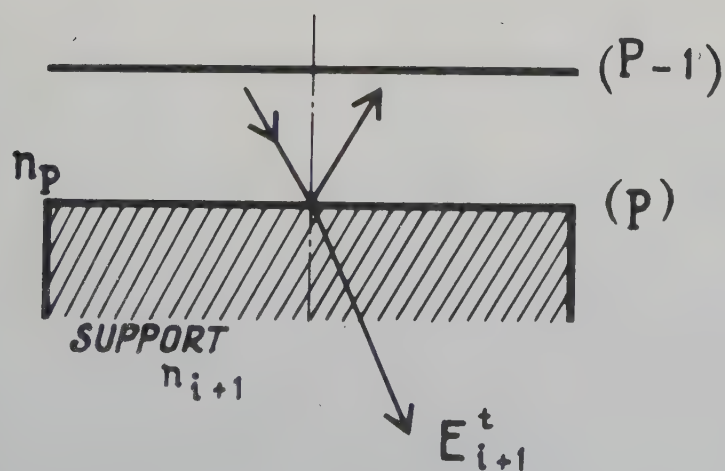
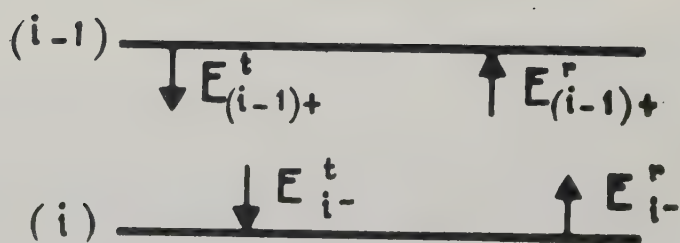
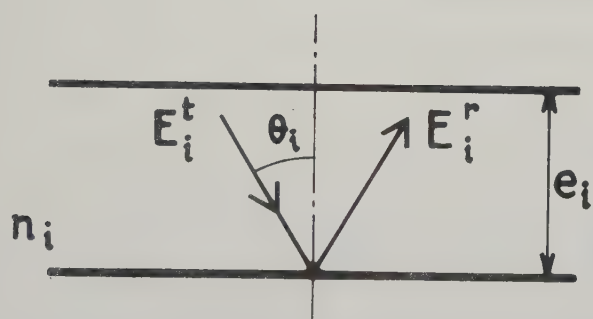
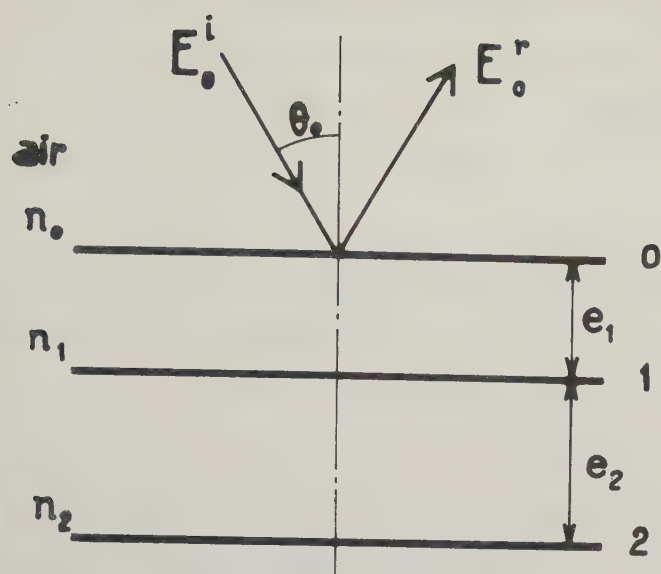


fig.1 Notations utilisées pour un empilement de P couches.

Le milieu ambiant est supposé non absorbant et d'indice $\mathcal{N}_0$.

Chaque couche est caractérisée par :

- un indice de réfraction complexe $\mathcal{N}_i = n_i - jk_i$
- une épaisseur géométrique e_i

B - Relations de récurrence pour le champ électrique et le champ magnétique. (Incidence normale)

Les quantités fondamentales dans une couche mince optique sont les vecteurs champ électrique et champ magnétique de Maxwell.

De part et d'autre de la surface de séparation entre deux milieux, on tient compte de l'égalité des composantes tangentielles de l'amplitude du champ électrique :

$$E_{i-}^{(t)} + E_{i-}^{(r)} = E_{i+}^{(t)} + E_{i+}^{(r)}$$

les symboles (t) et (r) permettant de différencier les amplitudes transmises des amplitudes réfléchies et les signes $(+)$ et $(-)$ le côté considéré de la surface de séparation.

La même relation appliquée au champ magnétique donne :

$$\mathcal{N}_i (E_{i-}^{(t)} - E_{i-}^{(r)}) = \mathcal{N}_{i+1} (E_{i+}^{(t)} - E_{i+}^{(r)})$$

La variation de phase due à la couche d'épaisseur géométrique e_i est telle que

$$\Phi_i = \frac{2\pi}{\lambda} \mathcal{N}_i e_i$$

où λ est la longueur d'onde considéré dans le vide.

Et on a :

$$E_{(i-1)+}^{(t)} = E_{i-}^{(t)} \exp(j \Phi_i)$$

$$E_{(i-1)+}^{(r)} = E_{i-}^{(r)} \exp(-j \Phi_i)$$

A partir de ces relations on obtient immédiatement une formule de récurrence liant les amplitudes du champ électrique entre deux couches consécutives

$$E_{(i-1)-}^{(t)} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\mathcal{A}_i}{\mathcal{A}_{i-1}} \right) E_{i-}^{(t)} \exp(j\Phi_i) + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\mathcal{A}_i}{\mathcal{A}_{i-1}} \right) E_{i-}^{(r)} \exp(-j\Phi_i)$$

$$E_{(i-1)-}^{(r)} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\mathcal{A}_i}{\mathcal{A}_{i-1}} \right) E_{i-}^{(t)} \exp(j\Phi_i) + \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\mathcal{A}_i}{\mathcal{A}_{i-1}} \right) E_{i-}^{(r)} \exp(-j\Phi_i)$$

Si on prend comme point de départ du calcul les composantes du champ électrique dans le support, on écrira

$$E_{P+}^{(t)} = 1, \text{ et comme } E_{P+}^{(r)} = 0$$

on obtient

$$E_{P-}^{(t)} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\mathcal{A}_{P+1}}{\mathcal{A}_P} \right)$$

$$E_{P-}^{(r)} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\mathcal{A}_{P+1}}{\mathcal{A}_P} \right)$$

C - Grandeurs fondamentales en optique -

On définit le pouvoir réflecteur R et le facteur de transmission T pour l'intensité

$$R = \left| \frac{E_{o-}^{(r)}}{E_{o-}^{(t)}} \right|^2 \quad T = \left| \frac{E_{P+}^{(t)}}{E_{o-}^{(t)}} \right|^2 \frac{n_{P+1}}{n_0}$$

n_{P+1} étant la partie réelle de l'indice du support

n_0 l'indice (réel) du milieu ambiant.

A_i étant le facteur d'absorption (pour l'intensité) de la couche i , la loi de conservation de l'énergie s'écrit

$$R + T + \sum_i A_i = 1$$

Le changement de phase à la réflexion est donné à partir des composantes du champ électrique par la relation

$$\rho = \text{Arg}^t \left[\frac{E_{o-}^{(r)}}{E_{o-}^{(t)}} \right]$$

De même à la transmission

$$\tau = \text{Arg}^t \left[\frac{E_{P+}^{(t)}}{E_{o-}^{(t)}} \right]$$

D - Expression analytique des propriétés optiques -

L'emploi des méthodes matricielles n'apporte pas, sauf dans des cas particuliers, une simplification dans la rédaction des programmes pour effectuer les calculs sur ordinateur.

Il est en général plus simple d'introduire la notion d'admittance complexe

$$y_i = \frac{H_i}{E_i}$$

E_i et H_i étant les amplitudes du champ électrique et du champ magnétique à la surface de séparation i .

$$E_i = E_{i-}^{(t)} + E_{i-}^{(r)}$$

$$H_i = \mathcal{N}_i (E_{i-}^{(t)} - E_{i-}^{(r)})$$

La relation de récurrence liant y_{i-1} à y_i est

$$y_{i-1} = \frac{y_i + j\mathcal{N}_i \text{tg } \Phi_i}{1 + j(y_i/\mathcal{N}_i) \text{tg } \Phi_i} = a_i + j b_i$$

La condition pour qu'il n'y ait pas d'onde réfléchie dans le dernier milieu donne

$$y_P = \mathcal{N}_{P+1}$$

Le coefficient de réflexion complexe de l'empilement est

$$r_o e^{j\rho_o} = \frac{1 - y_o/n_o}{1 + y_o/n_o} \quad \text{avec} \quad y_o = a_o + jb_o$$

Le changement de phase à la réflexion est

$$\rho_o = \text{Arctg} \left\{ -2n_o b_o / [n_o^2 - (a_o^2 + b_o^2)] \right\}$$

L'expression du facteur de réflexion est

$$R = |r_o|^2 = \left| \frac{1 - (y_o/n_o)}{1 + (y_o/n_o)} \right|^2$$

On établit de même les expressions du facteur de transmission T pour l'intensité

$$T = (1 - R) \prod_{i=1}^P \frac{\mathcal{P}_i}{\mathcal{P}_{i-1}}$$

$\mathcal{P}_i$ étant le vecteur de Poynting.

Avec

$$\frac{\mathcal{P}_i}{\mathcal{P}_{i-1}} = \frac{a_i}{a_{i-1}} \left| \frac{1}{\cos^2 \Phi_i + \frac{y_{i+1}}{\mathfrak{N}_i} \sin^2 \Phi_i} \right|$$

On remarquera que $\frac{\mathcal{P}_i}{\mathcal{P}_{i-1}} = 1$ dans le cas de couches non absorbantes.

Pour ne pas trop alourdir le programme nous n'avons pas cherché à calculer la phase à la transmission dont le calcul est beaucoup plus compliqué.

Ces formules sont utilisées dans le programme N I T F P (Normal Incidence Thin Film Program) [2] [3] que nous n'avons pratiquement pas modifié. Les calculs ont été effectués sur un ordinateur UNIVAC 1108, en service à la Faculté des Sciences d'Orsay.

E - Cas de l'incidence oblique -

Les relations précédentes sont encore valables, à condition de remplacer les $\mathfrak{N}_i$ par les indices efficaces correspondant à chaque état de polarisation.

1 - Vibration perpendiculaire au plan d'incidence (Polarisation S).

Pour un angle d'incidence θ_o dans le milieu ambiant, l'indice efficace de chaque couche est donné par

$$n_{i\perp}(\theta_o) = n_i \cos \theta_i,$$

le déphasage (complexe) à la traversée de la couche i est donné par

$$\hat{\Phi}_i = \Phi_i \cos \theta_i,$$

avec

$$\cos \theta_i = \sqrt{\frac{p_i^2 + q_i^2 + p_i}{2}} - j \sqrt{\frac{p_i^2 + q_i^2 - p_i}{2}},$$

en posant

$$p_i = 1 + (k_i^2 - n_i^2) \left(\frac{n_o \sin \theta_o}{n_i^2 + k_i^2} \right)^2 \quad \text{et} \quad q_i = -2 n_i k_i \left(\frac{n_o \sin \theta_o}{n_i^2 + k_i^2} \right)^2$$

2 - Vibration parallèle au plan d'incidence (Polarisation P)

Les calculs sont exactement les mêmes mais l'indice efficace est alors :

$$n_{i\parallel}(\theta_o) = \frac{n_i}{\cos \theta_i}$$

3 - Cas de la lumière naturelle

Si la lumière n'est pas polarisée, on peut calculer les facteurs de réflexion et de transmission à l'aide des relations

$$R = \frac{1}{2} (R_{\parallel} + R_{\perp})$$

$$T = \frac{1}{2} (T_{\parallel} + T_{\perp})$$

Ces formules sont utilisées dans le programme O B L I Q.

F - Dispersion de l'indice de réfraction des matériaux -

On a utilisé dans les expressions précédentes l'indice de réfraction complexe

$$\mathcal{N}_i = n_i - j k_i$$

La partie réelle n_i ainsi que la partie imaginaire k_i de cet indice peuvent s'écrire sous la forme classique :

$$n_i = G_{1i} + \frac{G_{2i}}{\lambda^2} + \frac{G_{3i}}{\lambda^4}$$

$$k_i = C_{1i} + \frac{C_{2i}}{\lambda^2} + \frac{C_{3i}}{\lambda^4}$$

Nous montrerons dans la suite de ce travail comment nous avons été conduits à déterminer les valeurs des coefficients.

G - Conclusion -

Ces calculs permettent de déterminer en fonction de la longueur d'onde λ le facteur de réflexion R , le facteur de transmission T et le déphasage à la réflexion d'un empilement de couches minces.

Le calcul peut être fait pour diverses incidences, quel que soit l'état de polarisation de la lumière. Les propriétés optiques dépendent très étroitement de l'épaisseur des couches de l'empilement.

En vue des applications, de nombreux travaux ont été entrepris dans le but de faire apparaître des propriétés générales remarquables.

Nous analyserons très rapidement quelques uns des résultats essentiels.

I - 2 - QUELQUES PROPRIETES GENERALES -

Certains empilement particuliers, systèmes périodiques par exemple, présentent des propriétés spécifiques qui permettent éventuellement de simplifier le calcul et d'envisager une possibilité de synthèse.

A - Milieux stratifiés périodiques -

On peut, en effet, concevoir des empilements de couches multidiélectriques haut indice bas indice alternés, d'épaisseur quart d'onde, présentant une certaine périodicité, par exemple, l'empilement quart d'onde B.H.B.H....B.H. = $(B.H.)^m$ où (B.H.) constitue la période de base.

La méthode matricielle est alors bien adaptée pour la recherche de propriétés générales, car on est amené à étudier les puissances d'ordre m de la matrice fondamentale.

ABELES [4] a montré que l'on pouvait exprimer ces relations en utilisant les polynômes de Chebychev ; ces méthodes ont été exploitées par MIELENZ [5] et POHLACK [6] a essayé d'utiliser ces propriétés pour établir une méthode de synthèse de revêtements achromatiques.

B - Milieux stratifiés symétriques -

Le milieu stratifié présente un plan de symétrie ; c'est le cas général des filtres interférentiels du type Fabry-Pérot. On peut alors définir et calculer les facteurs de réflexion et le déphasage à la surface des deux "miroirs" et utiliser les formules de l'étalon parfait équivalent [7], [8].

C - Association de sous-ensembles symétriques -

HERPIN [9] a montré qu'un ensemble de P couches est équivalent à un système de deux couches fictives. Si le milieu stratifié est symétrique, il est équivalent à une couche unique d'indice de réfraction n_e et d'épaisseur e_e .

On peut ainsi déterminer les propriétés d'association de sous-ensembles symétriques [10].

Des résultats extrêmement intéressants ont pu être obtenus grâce à cette méthode, en particulier par THELEN [11], TURNER et BAUMEISTER [12], YOUNG [13], SEELEY [14].

D - Conclusion -

Même en se limitant, comme nous l'avons fait volontairement, au cas de l'incidence normale, l'étude des milieux stratifiés présentant des propriétés bien particulières constitue encore un problème difficile, si l'on veut a priori avoir une idée générale des propriétés optiques des empilements considérés.

Même les méthodes graphiques [15], [1] ou les méthodes basées sur des analogies avec les systèmes à propagation électrique s'avèrent très vite inefficaces devant la complexité du problème.

Notons également quelques travaux sur des analogies avec les séries de Fourier [16] peu faciles à utiliser pour la synthèse [17].

I - 3 - CONCLUSION -

L'utilisation des calculateurs électroniques modernes a permis d'apporter un progrès considérable dans l'étude des milieux stratifiés, car il est maintenant aisé d'obtenir en quelques secondes les résultats de calculs extrêmement complexes. Mais les problèmes que pose l'utilisation des couches minces ne sont pas résolus pour autant.

La remarque de P. COTTON [18] reste encore valable, malgré vingt ans passés: "On aimerait avoir cette vue d'ensemble des phénomènes, qui est parfois plus utile qu'un calcul précis s'appliquant à un cas particulier".

CHAPITRE II

PROBLEME INVERSE : SYNTHESE

Nous allons maintenant aborder le problème inverse qui est celui qui se pose à l'utilisateur : quel nombre de couches, quelles épaisseurs et quels indices doit-on choisir pour obtenir un revêtement dont les propriétés soient celles désirées? Disons tout de suite qu'un tel problème n'a pas reçu pour l'instant de solution générale. En effet [19],[20] le nombre de paramètres à déterminer est tel que les temps de calcul, même avec des ordinateurs très puissants, deviennent démesurés.

Nous rappellerons rapidement les différentes approches effectuées par quelques auteurs, puis nous développerons celle que nous avons utilisée pour nos travaux.

En gros le principe reste le même. On fixe arbitrairement un certain nombre de paramètres de départ et un calcul préliminaire donne les performances du revêtement ainsi construit. On définit mathématiquement l'écart entre ce revêtement et celui désiré et on applique une méthode de convergence qui permet de modifier dans le bon sens les paramètres de départ. On se trouve donc en face de deux problèmes: le choix d'une méthode de convergence et le choix des paramètres initiaux.

A la méthode de moindres carrés généralement utilisée, nous avons préféré la méthode SIMPLEX que nous allons détailler; la notion d'écart quadratique moyen se trouve remplacée par une "fonction de mérite" d'emploi beaucoup plus souple.

Nous désignerons sous le vocable OPTIPO le programme qui à partir de P données et d'une fonction de mérite ajuste les paramètres de départ.

Cependant on sait qu'une méthode de convergence est d'autant plus efficace que les premiers calculs se situent plus près du but désiré. Ceci va nous amener à réduire le nombre de paramètres libres en imposant des contraintes totale-

ment arbitraires entre ceux-ci. Nous discuterons dans un paragraphe des mobiles qui poussent à choisir tel ou tel type de contraintes. L'utilisation d'OPTIPO se trouve ainsi subordonnée à un choix préliminaire. Afin de pouvoir modifier facilement ces contraintes selon l'évolution des calculs, nous avons regroupé ces deux parties en un programme baptisé MULTI. Nous terminerons en rappelant brièvement les données nécessaires à l'exploitation de ces programmes.

II - 1 - TRAVAUX ANTERIEURS -

Outre la difficulté que pose le problème théorique de la synthèse des milieux stratifiés, il faut bien admettre que le développement des diverses méthodes a été limité par les difficultés expérimentales rencontrées lors de la réalisation. Le contrôle optique est relativement facile, uniquement pour des empilements de couches d'épaisseurs optiques égales à $\lambda/4$. Il en est de même pour le calcul. Aussi de nombreux auteurs se sont-ils limités à des travaux de synthèse, portant sur des couches $\lambda/4$, quitte à choisir comme paramètres les indices, malgré la difficulté de réaliser des indices "intermédiaires" [21]. On peut au contraire, penser qu'il est plus simple de réaliser des empilements de couches minces constitués de matériaux existants, donc d'indices bien définis. Une première approche [15] consiste donc à fixer les valeurs des indices de chacune des P couches d'un empilement, et de chercher à ajuster les paramètres que sont les épaisseurs des couches, pour obtenir le profil spectral optimum.

Il ne s'agit là que d'une méthode de recherche d'un optimum. Une synthèse complètement automatique permettrait de choisir les indices des différentes couches, et aussi de déterminer le nombre P de couches nécessaires pour obtenir le filtre désiré.

A - Solutions algébriques formelles -

Quelques travaux dans cette voie sont dus à POHLACK [6], KNITTL [16], TRICOLES [22]. Il s'agit de calculs approchés sur des empilements de couches d'épaisseurs optiques égales, où le problème consiste à déterminer les indices

de chacune des couches pour se rapprocher de la solution désirée. Etant donné la complexité des calculs, ces méthodes ont reçu peu de développements [23],[24].

D'autre part, l'utilisation des calculateurs modernes, a permis d'essayer d'obtenir des solutions par itérations successives.

B - Synthèse par approximations successives -

Sachant qu'il s'avère pratiquement impossible d'apporter une solution algébrique au problème de la synthèse, on est conduit à rechercher des méthodes itératives. Mais le problème est encore très difficile; on le simplifie si on impose le nombre de couches de l'empilement mais la synthèse n'est plus totale.

1) Synthèse partielle -

Partant d'un ensemble de couches, on calcule ses propriétés, puis on modifie les paramètres afin de se rapprocher d'une solution au problème posé, et on recommence. Ces méthodes font appel à deux phases de calcul bien distinctes. D'abord "l'analyse" de l'empilement c'est à dire le calcul des propriétés spectrales intéressantes, puis un procédé de calcul annexe, permettant d'ajuster peu à peu les paramètres (épaisseurs, indices) afin d'atteindre une solution optimale. Les premiers travaux sur ce sujet sont dus à BAUMEISTER [25],[26],[27]. Les calculs d'analyse ainsi que le procédé de convergence par la méthode des moindres carrés sont effectués par un ordinateur électronique. Pour quelques problèmes de filtrage les résultats sont remarquables. Tous les problèmes ne sont pas résolus pour autant. Partant de l'idée que la recherche de solutions serait plus aisée à l'aide d'un ordinateur analogique, des études sont poursuivies dans ce sens et permettent d'apporter des solutions intéressantes [28],[29] avec des empilements constitués d'un petit nombre de couches.

Quels que soient les moyens mis en oeuvre pour effectuer les calculs, l'inconvénient de ces procédés "d'analyse guidée" est de nécessiter le choix d'une solution de départ suffisamment approchée. En particulier, ce choix revient à déterminer a priori le nombre de couches de l'empilement. Nous étudierons par la suite toute la difficulté que présente ce problème. La solution idéale consiste-

rait à mettre au point un procédé de synthèse automatique [30] , [31].

2) Synthèse automatique -

On peut trouver dans l'article de J.A. DOBROWOLSKI [30], une très bonne revue de détail des problèmes posés et la comparaison de la méthode de synthèse qu'il propose à celle donnée par d'autres auteurs. La synthèse est rendue automatique par adjonctions successives de couches supplémentaires. Les caractéristiques de quelques filtres calculés par ce procédé ont été publiées[32]. Cependant il est très difficile de comparer les avantages respectifs des diverses méthodes. Si la synthèse totale est évidemment la solution idéale recherchée, il faut bien admettre aujourd'hui, que pour rendre automatique les méthodes de synthèse par approximations successives, on a recours à des artifices de calcul qui risquent de limiter sévèrement l'efficacité des procédés de convergence. Le but essentiel de tous ces travaux est de permettre de "synthétiser" des filtres présentant des propriétés bien définies, aussi il faut considérer que le point fondamental doit être la qualité des résultats obtenus.

C - Conclusion -

Nous nous sommes essentiellement attachés à décrire les principaux procédés de calcul mis au point pour résoudre le problème posé par la synthèse de filtres. Connaissant ces travaux nous nous sommes appliqués à mettre au point un programme de calcul du type "synthèse par approximations successives" que nous allons décrire dans le prochain paragraphe.

Nous étudierons ensuite les problèmes rencontrés lors de son exploitation et nous proposerons quelques suggestions qui permettraient de rendre plus automatique le procédé mis au point.

II - 2 - METHODE UTILISEE -

A - Conditions préliminaires -

Notre but étant de réaliser expérimentalement les revêtements calculés, nous nous sommes imposé un certain nombre de conditions restrictives.

- 1) Nous avons fixé les valeurs des indices, ce sont celles qui correspondent à des matériaux existants. Les difficultés expérimentales nous ont conduit à limiter nos calculs à des empilements de couches constituées de seulement deux matériaux. Il serait souhaitable de développer maintenant ces travaux et d'envisager d'utiliser plusieurs matériaux. Expérimentalement nous n'avons pas essayé de réaliser des couches d'indices intermédiaires ; et il ne nous est pas possible de considérer dans les calculs les indices de couches comme des paramètres sous peine d'être incapables de réaliser les revêtements.
- 2) Nous cherchons à utiliser un nombre de couches aussi réduit que possible. L'absorption et la diffusion sont directement liées au nombre de couches de l'empilement. On sait que ces deux facteurs sont très difficilement mesurables . Bien qu'ils soient très faibles, la relation $R + T = 1$ sera d'autant mieux vérifiée que le nombre de couches sera petit. On cherchera donc à synthétiser par le calcul, des empilements où chacune des couches a une épaisseur optique différente ; on peut ainsi espérer obtenir un profil spectral bien adapté, malgré un nombre réduit de couches.

Nous analyserons les détails de la méthode de calcul mise au point, en soulignant les différences existant avec le programme de BAUMEISTER.

B - Principe du calcul OPTIPO -

Les programmes sont établis en FORTRAN V. On a représenté sur la figure 2 un organigramme. .

Nous traiterons d'abord le cas de l'incidence normale. Nous avons montré dans le premier chapitre, comment le programme NITFP pouvait nous permettre de calculer les caractéristiques spectrales (facteur de reflexion par exemple) d'un empilement. Il faut définir les valeurs des indices du support, du milieu ambiant et des P couches de l'empilement , ainsi que les épaisseurs géométriques de chacune des couches. Ces données constituent la solution de départ ; le problème consiste à modifier les épaisseurs des couches pour obtenir un filtre de performances aussi voisines que possible du filtre désiré.

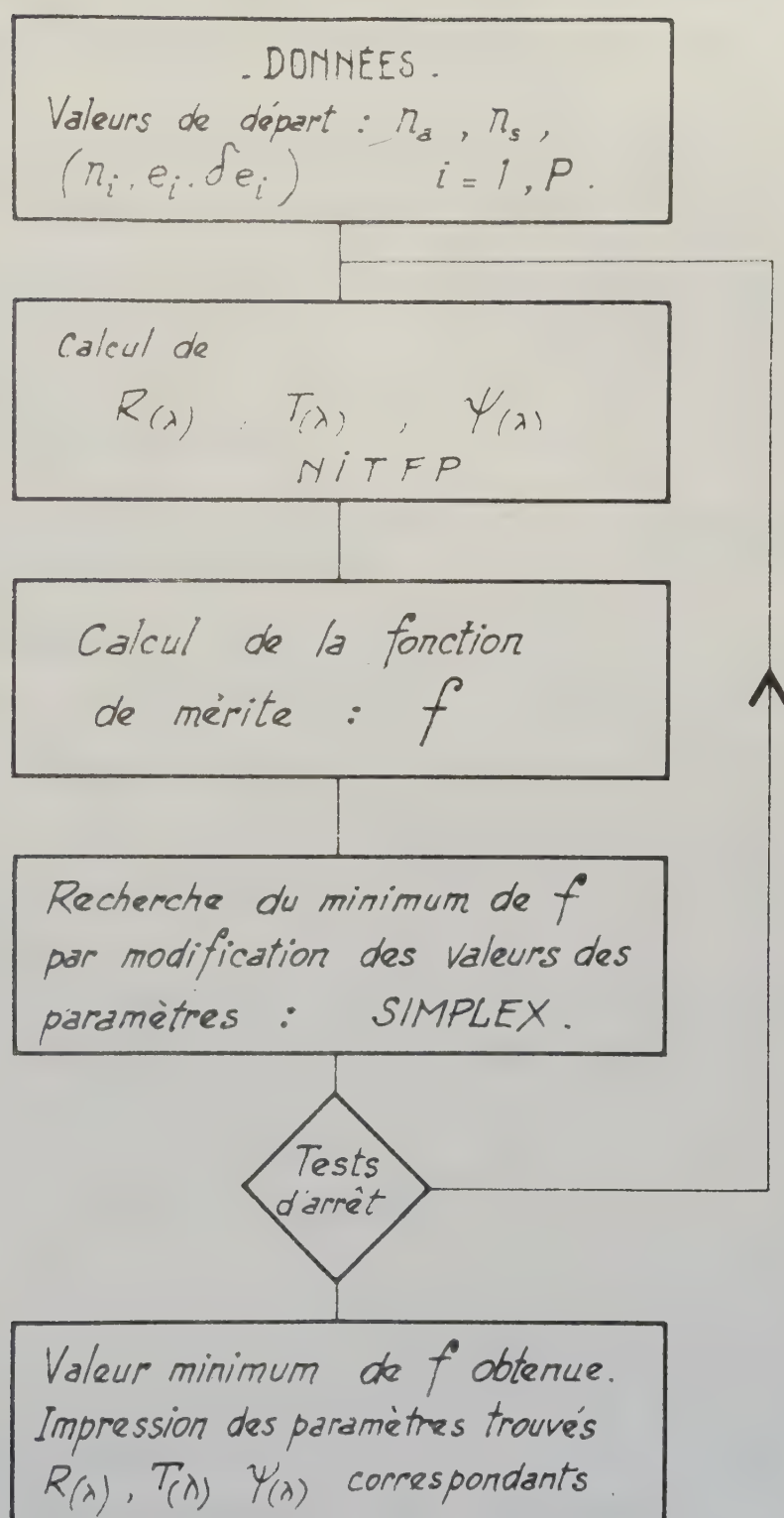


Fig. 2

PRINCIPE DU CALCUL OPTIMO

(Les paramètres sont les épaisseurs des couches)

L' "amélioration" d'une solution suppose la définition préalable d'un "coefficient de mérite" f qui est une fonction liée à la différence entre le profil spectral désiré $R_o(\lambda)$ et le facteur de réflexion de l'empilement calculé $R(\lambda)$.

Pour effectuer la recherche du minimum de la fonction f , nous avons utilisé la méthode du SIMPLEX non LINEAIRE [33] , [34]. Le choix de la fonction de mérite et du procédé de convergence constituent l'originalité de cette méthode par rapport à celle proposée par BAUMEISTER ; nous nous attacherons donc à énoncer les raisons qui ont guidé ces choix.

1) Méthode du SIMPLEX non LINEAIRE -

a) Algorithme

Nous rappellerons d'abord l'algorithme mathématique puis nous montrerons comment on peut l'appliquer à notre problème.

On recherche le minimum de la fonction $f(\alpha_1, \dots, \alpha_\pi)$ $\alpha_1, \dots, \alpha_\pi$ étant les π paramètres. Le procédé de calcul peut se décomposer comme suit :

(1) On se donne un jeu initial de valeurs des paramètres

$$(\alpha_1^0, \dots, \alpha_\pi^0) \quad \text{soit l'ensemble } \{ \underline{\alpha}^0 \}$$

ainsi que des accroissements initiaux

$$(d\alpha_1^0, \dots, d\alpha_\pi^0)$$

(2) On considère $(\pi + 1)$ " points " de l'espace dont les coordonnées sont

$$\underline{\alpha}^k = \{ \alpha_i^k \} = \begin{cases} \alpha_i^0 & \text{si } i \neq k \\ \alpha_k^0 + d\alpha_k^0 & \text{si } i = k \end{cases} \quad \begin{matrix} k = 0 \text{ à } \pi \\ i = 1 \text{ à } \pi \end{matrix}$$

(3) On calcule les $(\pi + 1)$ valeurs de la fonction

$$f(\underline{\alpha}^k) \quad k = 0 \text{ à } \pi$$

(4) On cherche parmi ces $(\pi + 1)$ valeurs la plus grande que l'on nomme

f_{MAX} et ses coordonnées α_i^{MAX} et la plus petite f_{MIN} et ses coordonnées α_i^{MIN} . On calcule également les coordonnées du centre de gravité

$$\alpha_i^G = \frac{1}{\pi + 1} \sum_k \alpha_i^k$$

(5) Test d'arrêt : Si $|f_{\text{MAX}} - f_{\text{MIN}}| < \epsilon$ (ϵ choisi à l'avance) on déclare que le minimum est atteint et on va en (10)

(6) Sinon, on calcule les coordonnées du point symétrique du moins bon par rapport au centre de gravité

$$\underline{\beta} = \{ 2 \alpha_i^G - \alpha_i^{\text{MAX}} \} \quad i = 1, \pi$$

et on calcule la valeur de la fonction $f_1 = f(\beta_1, \dots, \beta_\pi)$

(7) Il est alors nécessaire de distinguer deux possibilités

a) $f_1 < f_{\text{MAX}}$

On estime que la direction était bonne et on continue dans la même voie en faisant

$$\underline{\gamma} = \{ 4 \alpha_i^G - 3 \alpha_i^{\text{MAX}} \} \quad i = 1, \pi$$

b) $f_1 > f_{\text{MAX}}$

La direction essayée n'étant pas bonne on essaye la solution

$$\underline{\gamma} = \left\{ \frac{1}{2} (\alpha_i^G + \alpha_i^{\text{MAX}}) \right\} \quad i = 1, \pi$$

(8) On calcule alors la fonction

$$f_2 = f(\gamma_1, \gamma_2, \dots, \gamma_\pi)$$

(8) On calcule

$$f_2 = f(\gamma_1, \dots, \gamma_\pi)$$

(9) On remplace, dans l'ensemble des

$(\pi + 1)$ points, les coordonnées α^{MAX} par les coordonnées de la meilleure des deux valeurs f_1 ou f_2 , et on va ensuite à l'étape (4)

(9) Deux cas se présentent

a) Si $f_2 < f_{\text{MAX}}$ on remplace alors dans les $(\pi + 1)$ points α^{MAX} par $\underline{\gamma}$, f_{MAX} par f_2 et on retourne en (4)

b) Si $f_2 > f_{\text{MAX}}$

Alors l'estimation initiale est proche d'un minimum et on fabrique un nouvel ensemble de $(\pi + 1)$ points tels que

$$\alpha_i^k = \frac{1}{2} (\alpha_i^k + \alpha_i^{\text{MIN}})$$

on retourne alors à l'étape (3)

(10) On a alors obtenu un jeu de paramètres qui constitue une bonne solution

$$\underline{\alpha}^M = \underline{\alpha}^{\text{MIN}} \quad \text{le calcul est terminé.}$$

b) Comparaison à la méthode de moindres carrés

Il est impossible d'étudier ici en détail ce procédé de calcul. Outre les articles déjà cités on trouvera une étude approfondie et une importante bibliographie sur ce sujet dans l'article de POWELL M.J.D.[35]. Nous énoncerons seulement quelques remarques.

Parmi les différences que présente la méthode SIMPLEX par rapport à la méthode des moindres carrés on peut noter :

- Les accroissements successifs restent toujours finis, la méthode de calcul SIMPLEX est donc stable quelle que soit la fonction f .
- Le jeu initial des paramètres n'a pas besoin d'être choisi dans un espace convexe.
- Cependant le choix des accroissements initiaux est délicat, car ils définissent plus ou moins indirectement la fraction de l'espace étudié et le minimum obtenu est le plus accessible, mais n'est pas forcément le minimum "minimorum".

Remarquons pour terminer que, contrairement aux méthodes de moindres carrés classiques, il n'est pas nécessaire de calculer la dérivée de la fonction f par rapport aux divers paramètres. Ce qui a deux conséquences pratiques. La rédaction du programme de calcul s'en trouve simplifiée pour autant, mais surtout la fonction f pourra être modifiée sans aucune difficulté et pourra donc très facilement être adaptée à chaque cas particulier si on le juge nécessaire.

c) Problèmes d'application

Seule une difficulté apparaît lorsque l'on veut appliquer cette méthode à des calculs de couches minces : les valeurs des paramètres (en particulier à l'étape (6) du calcul) peuvent prendre des valeurs négatives. Bien évidemment des couches d'épaisseurs négatives ne correspondent pas à une réalité physique et il est nécessaire d'éliminer ces solutions. Deux méthodes d'intervention sont envisageables.

1) Au niveau du sous programme SIMPLEX.

Un test sur le signe des paramètres α_i est effectué; les valeurs sont automatiquement prises égales à zéro si les valeurs trouvées sont négatives.

2) Au niveau du calcul de la fonction de mérite f .

Si un des paramètres a une valeur négative, on peut attribuer arbitrairement à la fonction f , une valeur très grande pour écarter cette solution.

Nous avons retenu la deuxième méthode car elle présente l'avantage d'éloigner les valeurs des paramètres de valeurs voisines de zéro et de conduire le calcul à rechercher d'autres solutions. Cette méthode doit être utilisée lorsque l'on désire améliorer une solution obtenue par adjonction de couches supplémentaires à un résultat déjà calculé, comme le propose DOBROWOLSKI pour la synthèse automatique.

cas

Par contre dans certains/elle présente les inconvénients suivants :

- Limiter l'efficacité du calcul lorsque la fréquence d'apparition de valeurs négatives devient grande.
- Interdire de trouver des solutions avec un ou plusieurs paramètres nuls, c'est à dire avec un nombre réduit de couches.

Etant bien prévenus de ces difficultés, on peut utiliser ce procédé de calcul; deux versions du programme ont été mises au point, nous étudierons leurs conditions d'emplois respectives.

d) Utilisation pour la synthèse de couches minces

On a considéré dans le sous-programme SIMPLEX un nombre π de paramètres. Nous avons dit que dans nos calculs de couches minces, nous considérons les indices comme des constantes; seules les épaisseurs de couches sont considérées comme paramètres. Si P est le nombre de couches de l'empilement, on peut poser $P = \pi$. On synthétisera alors des empilements dont toutes les couches ont des épaisseurs optiques indépendantes.

Remarque.

Pour les calculs en incidence oblique nous avons mis au point un programme SIMBOL ; le sous-programme permettant de calculer les propriétés optiques étant OBLTF au lieu de NITFP en incidence normale. On peut même effectuer les calculs pour l'incidence variable, quel que soit l'état de polarisation de la lumière, en effectuant les calculs pour plusieurs incidences.

2) Définition de la fonction de mérite -

Nous avons étudié le procédé de convergence utilisé et nous avons signalé alors que la fonction de mérite pouvait être choisie sans aucune contrainte : elle peut même ne pas être dérivable. Etant donné cette liberté mathématique qui nous est offerte il nous est nécessaire d'approfondir le problème physique qui se pose et pour ce, nous étudierons un exemple simple :

a) justification du choix. Cas de revêtements achromatiques.

Supposons que l'on veuille réaliser, avec un empilement de seulement 7 couches constituées de deux matériaux (sulfure de zinc et cryolithe), un revêtement dont le pouvoir réflecteur est supérieur à 96% sur un large domaine spectral (par exemple de 4000 Å à 8000 Å). Dans ce cas particulier le problème est vite résolu: on sait qu'il n'a pas de solutions; même si on considère des couches d'épaisseurs optiques $\frac{\lambda}{4}$ qui fournissent le facteur de réflexion maximum pour des indices donnés, on n'atteint péniblement cette valeur que dans un domaine de longueurs d'ondes beaucoup plus réduit. De plus, si on modifie les épaisseurs des couches, le facteur de réflexion maximum diminue.

Si on choisit comme définition de la fonction de mérite, l'écart quadratique moyen calculé sur L longueurs d'ondes différentes du spectre, on définira

$$f = \sqrt{\sum_{j=1}^L \frac{(R(\lambda_j, e_i) - R_0)^2}{L}} \quad e_i \text{ les } P \text{ paramètres}$$

Dans l'exemple choisi $P = 7$ et R_0 est indépendant de la longueur d'onde dans le domaine spectral qui nous intéresse.

Si on confie maintenant ce problème à un calculateur électronique, on assistera alors à la recherche désespérée d'un minimum; on obtiendra une solution tellement éloignée du profil désiré qu'elle ne présente pas d'intérêt. Par contre, on peut penser que si ce calcul permettait de conduire à la synthèse d'un revêtement ayant un pouvoir réflecteur moyen plus faible, mais présentant dans le domaine spectral étudié des variations relativement faibles du facteur de réflexion, alors le résultat du calcul ne serait plus sans intérêt. En cas d'incompatibilité entre le nombre de couches donné et le profil spectral

recherché R_0 , la meilleure solution n'est pas forcément celle qui se rapproche le plus de R_0 en moyenne (avec des écarts tantôt positifs, tantôt négatifs), mais au contraire celle qui s'en rapproche le plus uniformément (avec des écarts toujours de même signe).

Dans ce but, on a, pour le cas particulier des revêtements achromatiques, séparé, d'une part la valeur absolue de l'écart entre la valeur moyenne trouvée à chaque calcul et la valeur moyenne désirée, et d'autre part les oscillations autour de la valeur moyenne calculée.

On définit donc la fonction de mérite

$$f = \Omega_1 \left\{ \frac{1}{L} \sum_{j=1}^L |R(\lambda_j, e_i) - \bar{R}|^k \right\}^{1/k} + \Omega_2 |\bar{R} - R_0|$$

avec $\bar{R} = \frac{1}{L} \sum_{j=1}^L R(\lambda_j, e_i)$

L étant le nombre de longueurs d'ondes calculées

R_0 la valeur désirée du facteur de réflexion

$\bar{R}$ la valeur moyenne

$R(\lambda_j, e_i)$ la valeur calculée du facteur de réflexion avec les P valeurs de e_i (P nombre de couches de l'empilement)

Ω_1 et Ω_2 sont des poids que l'on peut attribuer à chacune des deux parties de la fonction de mérite.

Si Ω_1 et Ω_2 sont correctement choisis, on obtiendra par exemple un revêtement dont le facteur de réflexion moyen est plus faible, mais sensiblement constant dans l'intervalle spectral étudié.

Dans l'exemple choisi, en prenant pour valeurs $\Omega_1 = \Omega_2 = 1$, un empilement de 7 couches donne un facteur de réflexion moyen de l'ordre de 0.8, sur une étendue spectrale d'un octave.

Comme l'a fait remarquer DOBROWOLSKI, on peut choisir pour k des valeurs supérieures à 2, les grands écarts de R par rapport à $\bar{R}$ existants pour certaines longueurs d'ondes, sont alors pénalisés dans la recherche d'une solution.

Il faut donc bien remarquer que le problème que nous nous étions posé est insoluble mais que, grâce à cette définition de la fonction de mérite, on a précisé une option supplémentaire qui donne ainsi au calculateur la possibilité de trouver une solution, médiocre certes, mais non dépourvue d'intérêt. Cependant cette option doit rester suffisamment restrictive, sinon la solution obtenue risque de n'avoir plus aucun rapport avec le problème posé. Par exemple, chercher à calculer un revêtement achromatique sans préciser la valeur de $\mathcal{Q}_0$ désirée, conduirait à calculer un revêtement de facteur de réflexion moyen voisin de 10% ou même un antireflet! Le choix des valeurs relatives de Ω_1 et Ω_2 permet alors de tempérer ces excès.

Dans l'exemple particulier choisi, un raisonnement empirique simple nous a permis d'affirmer qu'il n'était pas possible d'atteindre la solution désirée. Malheureusement, dans la plupart des problèmes de calcul il sera à priori impossible d'affirmer, si oui ou non, le problème peut être résolu avec un nombre donné P de couches d'indices donnés. c'est à dire que l'on pourra toujours se demander s'il n'existe pas un jeu de paramètres $\{e_i \quad i = 1, P\}$ qui conduise à une meilleure solution que celles connues. Bien des calculs pourraient être évités si l'on pouvait résoudre cette énigme ! Cependant, l'étude des résultats permet de continuer le synthèse du filtre.

Bien sûr, si la solution atteinte est intéressante, il est possible de réserver les conditions imposées dans la fonction de mérite pour améliorer encore le résultat obtenu, ou alors on peut être amené à considérer des empilements constitués d'un nombre plus réduit de couches si les tolérances requises sont largement atteintes.

Par contre, si la solution s'avère insuffisante, on peut soit relâcher encore les contraintes pour atteindre un résultat de médiocre qualité, ou être amené à considérer un plus grand nombre de couches.

Nous avons vu dans le cas particulier d'un revêtement achromatique, les raisons qui ont guidé le choix de la fonction de mérite.

Nous allons maintenant montrer comment on peut modifier cette fonction pour l'adapter à quelques uns des problèmes de synthèse qui peuvent se poser.

b) Revêtements achromatiques avec longueurs d'ondes préférentielles.

Très souvent, on cherche à réaliser un revêtement qui ne présente un facteur de réflexion donné que pour une série discrète de longueurs d'ondes. Il faut bien remarquer que le problème ainsi posé est plus simple, car on s'intéresse seulement à quelques longueurs d'ondes au lieu de tout un domaine spectral. Aussi il est très important de bien le préciser, dans la définition de la fonction de mérite. Pour cela, il suffit d'attribuer des poids à chacune des longueurs d'ondes et à chacune des deux parties de la formule ci-dessus.

Dans le calcul du facteur de réflexion moyen on fera intervenir ces facteurs de pondération.

$$\bar{R}_{\text{pondéré}} = \frac{\sum_{j=1}^L R(\lambda_j, e_i) \omega_1(\lambda_j)}{\sum_{j=1}^L \omega_1(\lambda_j)}$$

$$f = \Omega_1 \left\{ \frac{1}{\sum_{j=1}^L \omega_2(\lambda_j)} \sum_{j=1}^L \omega_2(\lambda_j) |R(\lambda_j, e_i) - \bar{R}_{\text{pon.}}|^k \right\}^{1/k}$$

$$+ \Omega_2 \left\{ | \bar{R}_{\text{pondéré}} - R_0 | \right\}$$

Généralement le choix des poids relatifs ω_1 , ω_2 , Ω_1 , Ω_2 est très facile et cette complication apparente ne soulève pas de grandes difficultés. Il est très aisé de modifier ces poids si on le juge nécessaire.

c) Filtre passe-haut, passe-bas, coupe-bande.

Jusqu'à présent, nous nous sommes limités au cas de revêtements achromatiques ; si on désire étudier des revêtements pour lesquels le facteur de réflexion désiré R_0 dépend de la longueur d'onde, le problème de la définition de la fonction de mérite se complique légèrement. En effet, sauf cas bien particuliers, on ne

peut plus introduire dans l'expression de f , la valeur moyenne $\bar{R}$ mais on peut en général le faire pour des domaines spectraux bien limités.

Nous continuerons à raisonner sur les pouvoirs réflecteurs pour éviter de trop compliquer nos notations, malgré qu'il soit plus habituel de définir la transmission.

Nous venons de définir la fonction de mérite dans les cas où le facteur de réflexion reste constant dans un intervalle spectral donné. Nous garderons si possible cette définition pour chaque domaine spectral. La fonction de mérite globale sera alors la somme de ces diverses fonctions. Nous allons définir comment peut s'effectuer le calcul dans la zone de coupure f_c .

Cette séparation de la fonction de mérite n'introduit pas de grandes complications car il faut bien définir les caractéristiques optiques désirées. Par exemple pour un filtre passe haut on précisera :

- le domaine spectral présentant un facteur de réflexion élevé avec la valeur désirée $R_{o_H}(\lambda)$
- le domaine spectral présentant un faible facteur de réflexion $R_{o_B}(\lambda)$
- l'étendue de la zone de coupure avec éventuellement la pente admise (ou désirée)

Et la fonction de mérite se met sous la forme $f = f_H + f_c + f_B$

d) Cas général.

Dans le cas général où le profil recherché est une fonction quelconque de la longueur d'onde : $R_o(\lambda)$, il n'est plus possible de se relier au calcul de $\bar{R}$; par analogie, nous avons choisi

$$f_c = \Omega_1 \left\{ \frac{1}{\sum_{j=1}^L \omega_2(\lambda_j)} \sum_{j=1}^L \omega_2(\lambda_j) |R(\lambda_j, e_1) - R_o(\lambda_j)|^k \right\}^{1/k}$$

$$+ \omega_2 \left\{ \frac{\sum_{j=1}^L \omega_1(\lambda_j) |R(\lambda_j, e_i) - R_0(\lambda_j)|}{\sum_{j=1}^L \omega_1(\lambda_j)} \right\}$$

La détermination des poids respectifs, en particulier, des poids ω_1 et ω_2 affectés à chaque longueur d'onde s'avère très délicate, tout spécialement dans le cas de fronts très raides et au voisinage de la discontinuité. Si les conditions le permettent, il est préférable de ne pas imposer trop strictement les valeurs de R_0 pour chaque longueur d'onde. Nous nous sommes d'ailleurs assez peu intéressés à ce type de filtre ; et il est certain que ce point mériterait d'être mieux étudié.

e) Conditions supplémentaires.

Jusqu'à présent, nous nous sommes limités à la définition d'une fonction de mérite où seule rentrait en considération la réponse spectrale du filtre. D'autres paramètres peuvent intervenir, en incidence normale et à fortiori en incidence oblique.

Pour ne signaler que quelques exemples, on pourrait chercher à calculer des revêtements présentant pour une incidence normale, non seulement un facteur de réflexion donné, mais aussi des conditions de phase bien précises. GIACOMO, BAUMEISTER et JENKINS [36] ont étudié l'importance des conditions de phase pour des filtres interférentiels et des revêtements multidiélectriques. Le problème de la dispersion de phase est fondamental en interférométrie et de nombreuses études, entre autres [37], [38], [39], [40], montrent l'intérêt de ce problème.

Pour la synthèse de miroirs diélectriques, KNITTL [41], [42] a étudié des revêtements présentant un facteur de réflexion complexe aussi constant (en amplitude et en phase) que possible dans un certain domaine spectral.

En utilisant la méthode de POHLACK, ces travaux ont permis de rechercher les valeurs des indices d'empilements de couches d'épaisseurs optiques égales. Le même problème a été repris récemment par RAMSAY et CIDDOR, pour résoudre ces

problèmes de synthèse, avec des empilements constitués de couches d'épaisseurs quelconques, et d'indices prédéterminés [43], [44] . Nous n'avons pas développé cette étude ; nous signalerons seulement ici que l'on pourrait très aisément adapter la fonction de mérite à ces problèmes de synthèse.

La définition de la fonction de mérite est légèrement plus complexe en incidence oblique.

f) Incidence oblique.

Lorsque des travaux de synthèse sont effectués en incidence normale, dans une première approche, il n'est pas utile de s'intéresser aux conditions d'éclairement, en particulier à l'ouverture des faisceaux utilisés. En effet, sauf cas exceptionnels, comme par exemple les filtres interférentiels à bande étroite, les propriétés optiques sont suffisamment stationnaires au voisinage de l'incidence normale. Aussi, il n'est pas nécessaire d'étudier - au niveau de la synthèse - les conséquences des conditions d'éclairement réelles. Par contre le problème risque de se poser très fréquemment en incidence oblique : on aura très souvent à résoudre un problème d'incidence variable ; ou tout au moins à bien s'assurer que les propriétés calculées restent suffisamment stables au voisinage de l'incidence désirée. Le calcul de la fonction de mérite sera donc relativement plus long.

Il faut en outre tenir compte de l'état de polarisation de la lumière incidente, et effectuer éventuellement les calculs pour les deux polarisations. Néanmoins, pour des calculs de séparatrices de faisceaux destinées à l'interféromètre de MICHELSON, nous avons remarqué pour des incidences faibles (22°), que la fonction de mérite utilisée pour la synthèse des revêtements achromatiques était bien adaptée. Les propriétés optiques restent encore suffisamment stationnaires, pour éviter une étude portant sur plusieurs valeurs de l'angle d'incidence.

Signalons simplement ici qu'il serait intéressant de rechercher l'application de ce programme à la synthèse de polariseurs à couches minces [45], [46]. Dans ce cas une étude préalable serait nécessaire pour rechercher la fonction de mérite la mieux adaptée.

g) Importance du choix de la fonction de mérite.

Quelque soit le problème optique posé il est possible de définir la fonction de mérite.

Nous avons très largement insisté sur les raisons qui ont guidé notre choix de la fonction de mérite pour des filtres présentant un facteur de réflexion donné $R_0(\lambda)$. Nous avons ensuite montré que la fonction de mérite pouvait être très facilement modifiée à volonté, pour permettre la synthèse d'un revêtement présentant des propriétés bien déterminées. En tout cas il est nécessaire de signaler combien ce choix est capital pour la recherche d'une solution optimale. Il ne faut pas hésiter à conclure que chaque type de filtre constitue un cas particulier pour lequel il est nécessaire de bien définir la fonction de mérite.

Dans le cas particulier des revêtements achromatiques, la définition de la fonction de mérite choisie doit être complétée par le choix de la valeur relative des poids $\omega(\lambda_i)$ et Ω . Nous étudierons ce problème dans le chapitre consacré à l'exploitation du programme. Il est nécessaire d'étudier, au préalable, les tests d'arrêt destinés à limiter les temps de calcul.

3) Tests d'arrêt de calcul -

Lors de la conception du programme, il est nécessaire d'inclure toute une série de tests permettant d'arrêter un calcul itératif si son évolution ne présente plus d'intérêt. A cet effet nous avons prévu quatre tests d'arrêt.

- (1) La solution obtenue est la meilleure qu'il soit possible d'atteindre avec les données de départ. Nous avons déjà signalé ce test d'arrêt dans la description du programme SIMPLEX : lorsque la fonction de mérite n'évolue pratiquement plus, tout calcul supplémentaire devient inutile.
- (2) Si la solution trouvée est très proche de la solution désirée, on peut considérer le problème comme suffisamment bien résolu. Le test porte sur la valeur calculée à chaque itération de la fonction de mérite qui devient inférieure à une valeur préalablement définie.

- (3) Il n'est pas utile de continuer les calculs si ceux-ci portent sur des variations d'épaisseurs très faibles : de l'ordre de la molécule. Lors de la réalisation expérimentale, il sera impossible d'atteindre une telle précision, le prolongement du calcul ne présente donc plus d'intérêt. Le test porte donc sur les accroissements des paramètres; lorsqu'ils deviennent inférieurs à une limite fixée, le calcul est arrêté.
- (4) On fixe arbitrairement un nombre maximum d'itérations pour limiter la durée des calculs.

L'utilisation des tests d'arrêt pose quelques difficultés qui seront analysées lors de l'étude de l'exploitation du programme.

C - Conclusion -

Jusqu'à présent nous nous sommes attachés à mettre au point un programme de calcul permettant de rechercher, par itérations successives, une solution à un problème de filtrage à priori quelconque.

Nous avons décrit le procédé de convergence utilisé et souligné l'importance du choix de la fonction de mérite.

Nous avons montré que ce procédé de calcul nous permettait d'améliorer la solution de départ pour se rapprocher du profil cherché. Or le choix d'une solution de départ suffisamment bonne constitue déjà un problème délicat. Nous allons voir comment il est possible de résoudre cette difficulté et nous appliquerons systématiquement ces méthodes à la synthèse de revêtements réfléchisseurs à large bande.

II - 3 - RECHERCHE SYSTEMATIQUE DE SOLUTIONS OPTIMALES -

L'exploitation du programme OPTIPO est d'un emploi relativement délicat. En effet, dès que le nombre de paramètres est grand (par exemple supérieur à 6 ou 7, ce qui est toujours le cas dans notre étude) le temps de calcul peut devenir considérable en regard des résultats fournis. L'utilisation de ce programme ne devient véritablement rentable que lorsque l'on peut donner comme solutions de départ des solutions déjà intéressantes; c'est à dire quand on cherche seulement à améliorer un résultat. Pour déterminer des solutions de départ

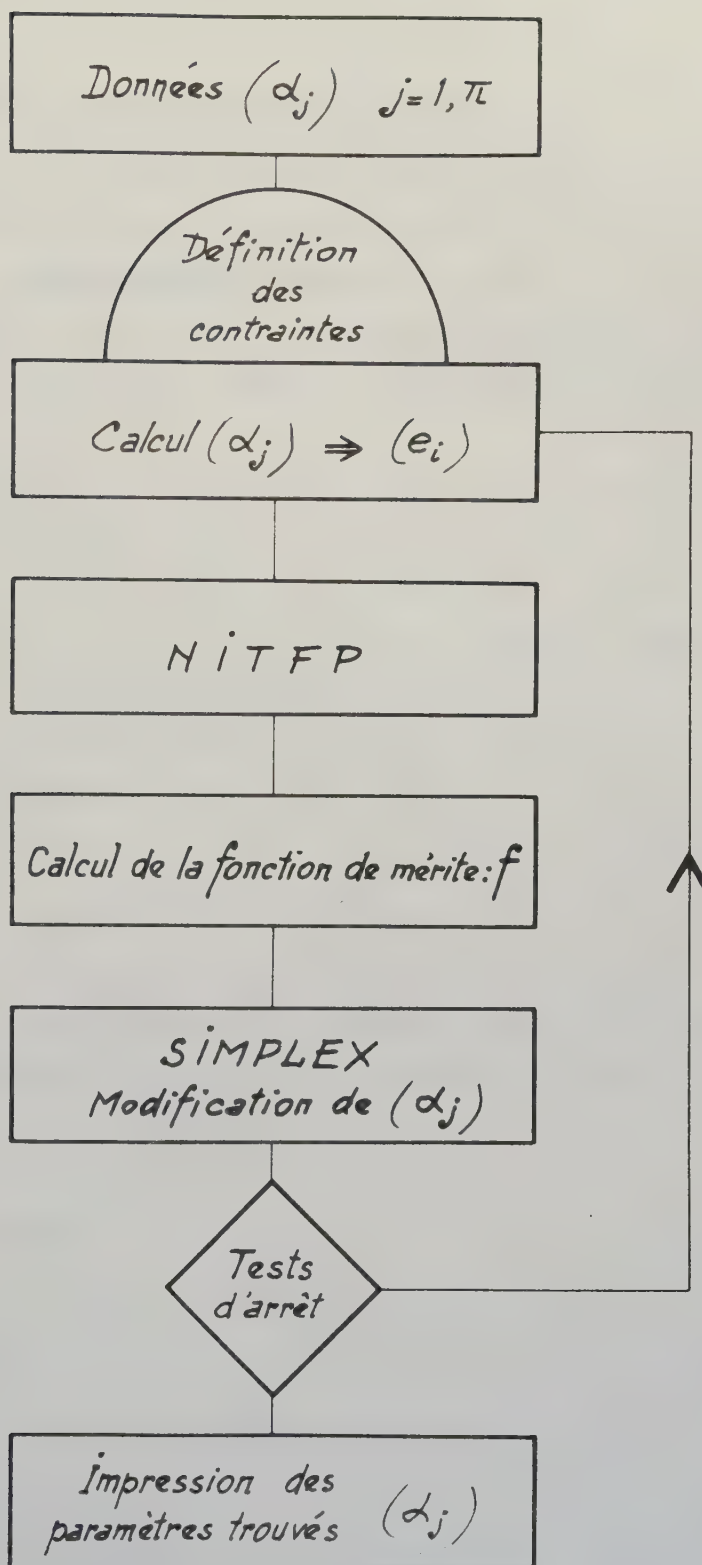


Fig. 3 Recherche de solutions approchées :
MÉTHODE MULTI

suffisamment approchées, nous devrons avoir recours à des calculs préliminaires.

A - Recherche systématique d'une solution de départ -

Les temps de calcul d'un procédé de convergence, croissent comme la puissance π du nombre de paramètres. On peut penser aborder l'étude d'un filtre optique, en imposant des contraintes arbitraires pour réduire le nombre de paramètres et permettre ainsi une première approche du problème. A partir de cette idée, nous avons modifié le programme OPTIPO pour réaliser la version MULTI.

En gros le principe du calcul reste le même, mais le procédé de convergence SIMPLEX devra porter sur un nombre réduit de paramètres. Soient $(\alpha_j ; j = 1, \pi)$ ces paramètres. Nous ne modifierons pas la définition de la fonction de mérite, dont le calcul à chaque itération est effectué à partir des caractéristiques de l'empilement c'est à dire à partir des épaisseurs géométriques des P couches. ($\pi < P$) On aura défini complètement les contraintes imposées si on a établi la transformation permettant de calculer les épaisseurs $\{ e_i \}_{i=1, P}$ à partir des $\{ \alpha_j \}_{j=1, \pi}$

La figure (3) donne l'organigramme du programme MULTI. Dans chaque cas, il sera nécessaire de définir dans le programme, en langage FORTRAN V, la nature des contraintes imposées.

B - Choix des contraintes -

L'utilisation de la méthode MULTI paraît au premier abord assez délicate car à priori on ne sait pas quel type de contraintes on peut imposer aux diverses couches d'un empilement pour obtenir une réponse spectrale cherchée. Dans une première étape nous avons essayé de trouver des solutions en partant de résultats déjà bien établis par d'autres auteurs, dans le but de les utiliser ensuite comme solutions de départ pour le programme OPTIPO. Dans tout cet exposé nous nous attacherons maintenant tout spécialement au problème de revêtements achromatiques.

1) Recherches à partir de travaux antérieurs -

PENSELIN et STEUDEL [47] ont étudié des empilements dont les épaisseurs optiques successives des couches au lieu d'être égales forment une progression arithmétique $n_1 e_1, n_2 e_2 = n_1 e_1 (1 + k), \dots, n_p e_p = n_1 e_1 [1 + (p-1)k]$

ou géométrique $n_1 e_1, n_2 e_2 = k n_1 e_1, \dots, n_p e_p = k^{p-1} n_1 e_1$

Dans ces deux expressions l'empilement est complètement décrit grâce à deux paramètres e_1 et k , les indices et le nombre de couches étant bien sûr préalablement fixés. Par rapport à des empilements de couches d'épaisseurs optiques égales ces filtres présentent sur une zone sensiblement plus étendue un facteur de réflexion élevé.

Dans une publication déjà citée [28] BADOUAL a montré qu'on avait avantage à utiliser des combinaisons de couches à variation progressive des épaisseurs, pour des empilements constitués de 5 et 7 couches. A cette occasion il faut signaler une erreur de transcription qui malheureusement se retrouve dans les autres publications du même auteur [48] [49]. Aussi avons-nous résumé dans la figure (4) les résultats effectifs de BADOUAL.

A partir de lois du même type, nous avons essayé de "synthétiser" des revêtements constitués de 9, 11 et 13 couches. Mais déjà il ne nous a pas été possible d'obtenir des solutions intéressantes sans avoir recours au programme MULTI ; le principe est le suivant :

On va caractériser un empilement constitué de P couches par

- l'épaisseur optique de la première couche (choisie comme épaisseur de référence)
- un polynôme de degré k représentant la variation du rapport des épaisseurs optiques de deux couches consécutives en fonction du rang j de la couche compté à partir du verre. Soit $r(j, j+1)$ ce rapport :

$$r(j, j+1) = a_1 + a_2 j + a_3 j^2 = \dots + a_{k+1} j^k$$

Les $(k+1)$ coefficients du polynôme sont considérés comme paramètres.

REVÊTEMENT 5 COUCHES

VERRE	$0,4302 \lambda_0$	$0,3911 \lambda_0$	$0,3055 \lambda_0$	$0,2122 \lambda_0$	$0,1387 \lambda_0$	AIR
	SZn	Cry	SZn	Cry	SZn	

A partir du verre, les rapports des épaisseurs optiques successives sont :

1,10 1,28 1,44 1,53

$R \simeq 50\%$ de $0,7 \lambda_0$ à $1,27 \lambda_0$.

REVÊTEMENT 7 COUCHES

VERRE	$0,4171 \lambda_0$	$0,3659 \lambda_0$	$0,3182 \lambda_0$	$0,2743 \lambda_0$	$0,2344 \lambda_0$	$0,1987 \lambda_0$	$0,1670 \lambda_0$	AIR
	SZn	Cry	SZn	Cry	SZn	Cry	SZn	

A partir du verre, les rapports des épaisseurs optiques successives sont :

1,14 1,15 1,16 1,17 1,18 1,19

$R \simeq 70\%$ de $0,8 \lambda_0$ à $1,2 \lambda_0$.

fig. 4

Revêtements réflecteurs calculés par R. BADOUAL [28]

Le nombre total de paramètres utilisés est $\pi = k + 2$; ce nombre peut être de l'ordre de 6 alors que le nombre P de couches est beaucoup plus grand : 11 à 30 couches par exemple.

Malgré son intérêt, nous avons assez peu développé cette méthode car d'excellents résultats ont pu être obtenus par une autre approche assez classique que nous allons décrire maintenant.

2) Couches quart d'onde décalées -

Si par un raisonnement empirique on peut espérer obtenir des solutions approchées, le choix des valeurs de départ paraît plus facile. L'origine de cette idée est due semble-t-il à DUFOUR et HERPIN [50] ; elle a d'ailleurs été exploitée très souvent [51] [52] pour être appliquée à la réalisation de revêtements achromatiques constitués d'un très grand nombre de couches.

Nous avons voulu chercher s'il n'était pas possible d'obtenir des résultats aussi bons avec un nombre de couches beaucoup plus réduit. Le raisonnement est le suivant : on connaît la réponse spectrale d'empilements de couches $\lambda_0/4$ alternées, haut indice - bas indice. Intuitivement, on peut penser qu'une série d'empilements centrés sur des longueurs d'onde différentes, légèrement décalées les unes par rapport aux autres, pourra donner un facteur de réflexion suffisamment élevé dans un large domaine.

$H_1, H_2, \dots$ représentant des couches de haut indice, $B_1, B_2, \dots$ des couches de bas indice d'épaisseurs optiques $\frac{\lambda_1}{4}, \frac{\lambda_2}{4}, \dots$

On représente un empilement sous la forme

$$\text{Support } (\dots H_1 B_1 \dots) (\dots H_2 B_2 \dots) \dots (\dots H_\pi B_\pi \dots)$$

π étant le nombre de longueurs d'onde différentes $\lambda_1, \lambda_2, \dots$

Soient $p_1, p_2, \dots, p_\pi$ le nombre de couches constituant chaque sous-ensemble.

On impose donc au système un certain nombre de contraintes arbitraires : à l'intérieur d'un sous-ensemble, les épaisseurs optiques des p_i couches sont égales. On a la relation $\sum_{i=1}^{\pi} p_i = P$; P étant le nombre total de couches.

L'utilisation de cette méthode ne simplifie guère le choix des valeurs initiales. A chacun des π paramètres il faut attribuer une valeur ; de plus il faut définir le nombre et la nature des contraintes.

Selon le problème à traiter, ce choix résultera de l'étude préalable d'empilements particuliers classiques ou simples. Dans le cas des revêtements achromatiques le choix des contraintes est simple, par contre il est difficile de préciser le nombre de sous-ensembles qu'il faut considérer.

Nous n'avons pas cherché à résoudre le problème autrement que par le calcul sur machine. Le seul avantage de ce procédé réside dans le fait que le calcul proposé à l'ordinateur revient à la recherche d'un minimum dans un espace à π dimensions au lieu de P dimensions. L'approche d'une solution intéressante est beaucoup plus aisée car le nombre d'itérations nécessaire est considérablement réduit. Si le résultat obtenu n'est pas considéré comme suffisant, on peut utiliser le jeu des valeurs obtenues pour effectuer une nouvelle série de calculs. Il suffit de libérer un certain nombre de contraintes. Par exemple chaque sous-ensemble peut être séparé en plusieurs parties. Le nombre de paramètres π augmente, la recherche d'un minimum sera plus longue et plus difficile, mais la solution choisie au départ de ce nouveau calcul est déjà une solution approchée. Il est possible de répéter ce cycle d'opérations jusqu'à ce que le nombre π de paramètres devienne égal au nombre de couches. Les épaisseurs des couches sont alors toutes différentes et nous revenons à la première version du programme OPTIPO.

Il paraît évident que la voie suivie pour libérer progressivement les contraintes pourra orienter le calcul vers telle solution, qui n'est pas forcément la meilleure. L'avantage fondamental du procédé réside dans le fait que les calculs ne portent sur un nombre relativement grand de paramètres que lorsque l'on est à même de fournir comme solutions de départ des solutions suffisamment approchées. Nous ne pourrions présenter aucune règle précise dans le choix le

plus judicieux de la voie choisie pour libérer les variables. Pour chaque étude d'un revêtement, plusieurs essais dans des voies différentes ont été effectués. Seules les plus intéressants ont été retenus comme bases de départ pour un calcul avec un plus grand nombre de paramètres. Tous les résultats calculés, ont été obtenus grâce à l'emploi de cette méthode. Son utilisation systématique paraît donc très intéressante ; pour des applications ultérieures, il serait utile de rendre cette recherche entièrement automatique grâce à un sous-programme annexe .

Avant de présenter les principaux résultats obtenus, nous développerons à titre d'exemple, pour un revêtement de 15 couches, haut indice bas indice alternés, le détail du calcul permettant d'atteindre le résultat final.

C - Exemple de recherche d'une solution -

On cherche à obtenir un facteur de réflexion de l'ordre de 99 % sur un large domaine spectral $4000 - 7000 \text{ \AA}$. On peut penser obtenir une solution intéressante avec un revêtement constitué de 15 couches. Le calcul s'effectue en 3 étapes importantes; les calculs portent sur 31 longueurs d'ondes réparties entre 4000 et $7000 \text{ \AA}$.

- 1) La première série d'essais est effectuée avec $n = 3$ paramètres : λ_1 , λ_2 , λ_3 . Pour cela on décompose arbitrairement l'empilement en 3 sous-ensembles constitués respectivement, par exemple, de 7 , 5 et 3 couches .

$$\text{Soit} \quad 7 \frac{\lambda_1}{4} + 5 \frac{\lambda_2}{4} + 3 \frac{\lambda_3}{4}$$

$$\text{Avec} \quad \lambda_1 = 6850 \text{ \AA} \quad \lambda_2 = 5460 \text{ \AA} \quad \lambda_3 = 4700 \text{ \AA}$$

(correspondant à des épaisseurs géométriques de sulfure de zinc de $700 \text{ \AA}$, 600 et $500 \text{ \AA}$)

Pour chaque filtre il faut effectuer environ 80 itérations ; on obtient des revêtements dont le facteur de réflexion oscille entre 88 et 99 % . Si on se limite à 6 combinaisons, le temps total de calcul est de moins de deux minutes. Soient λ_1' , λ_2' , λ_3' , les valeurs des paramètres ainsi obtenues.

- 2) Ces résultats sont alors utilisés en prenant maintenant 5 paramètres. On écrira la formule ci-dessus sous la forme

$$\left(4 \frac{\lambda_1'}{4} + 3 \frac{\lambda_1''}{4} \right) + \left(3 \frac{\lambda_2'}{4} + 2 \frac{\lambda_2''}{4} \right) + 3 \frac{\lambda_3'}{4}$$

avec, au départ, $\lambda_1' = \lambda_1''$ et $\lambda_2' = \lambda_2''$.

Les calculs conduisent, après environ 130 itérations, à des valeurs de cinq paramètres telles que le revêtement présente un facteur de réflexion variant de 95 à 99 %. (Filtre I, Fig. 5). La solution n'est pas unique, un empilement (3, 3, 2, 3, 4) fournit des performances pratiquement identiques. On a donné simultanément 7 filtres différents. Le temps de calcul total est de 3 minutes.

- 3) On peut maintenant utiliser les meilleurs résultats pour base de départ d'un calcul avec le programme OPTIPO. On obtient ainsi, entre autres, deux filtres donnant un facteur de réflexion compris entre 95,5 et 99 % ; la valeur moyenne est d'environ 97 %. Le temps de calcul ne dépasse pas 4 minutes.
- 4) Il est prudent de vérifier la qualité des résultats obtenus. Nous avons défini la fonction de mérite sur 31 longueurs d'ondes réparties dans l'intervalle spectral intéressant. Il peut y avoir de brusques variations du facteur de réflexion entre 2 longueurs d'onde. On peut effectuer éventuellement, quelques calculs avec une grille beaucoup plus serrée pour rechercher un meilleur résultat.

D - Rappel des données nécessaires -

L'utilisation de ces programmes n'est donc pas aussi automatique et aussi simple que l'on pourrait le désirer. Pour appliquer ces méthodes à la résolution d'un problème de filtrage donné, il est nécessaire d'effectuer un choix des valeurs de départ, mais aussi des conditions d'évolution des calculs. Tout ceci nous entraîne à attribuer des valeurs numériques à chacun des coefficients utilisés.

Ce paragraphe est consacré à un rappel des données nécessaires pour chacun des programmes utilisés.

1) Programme OPTIPO -

Dans la version OPTIPO du procédé de calcul, les paramètres sont les épaisseurs e_i ($i = 1, P$) de chacune des couches de l'empilement.

Pour utiliser ce programme nous avons vu qu'il était nécessaire de partir d'une solution de départ approchée, de définir le profil spectral désiré, la fonction de mérite et les conditions d'arrêt du calcul. On analysera donc la préparation des données:

- Grâce au sous programme NITFP on calcule les propriétés spectrales de l'empilement; il suffit donc de définir l'indice du support, l'indice du milieu incident, le nombre de couches ainsi que l'indice et l'épaisseur de chacune des couches.
- L'utilisation du programme de convergence SIMPLEX nécessite le choix d'accroissements relatifs δe_i pour chacune des couches.
- On définit le profil spectral désiré en donnant pour toute une série de longueurs d'onde les valeurs correspondantes de $R_0 : R_0(\lambda_j)$ $j = 1, L$. Le problème ne pose aucune difficulté dans le cas de revêtements achromatiques puisque R_0 est une constante. Sauf dans le cas particulier de revêtements conçus pour des longueurs d'onde bien déterminées, on a intérêt à choisir pour échantillonnage de $R_0(\lambda)$ une échelle linéaire en nombre d'ondes. Il faut donc donner le nombre d'ondes minimum σ_m , le pas $\Delta\sigma$ et la valeur de L . Il est bien évident que le pas du calcul devra être d'autant plus serré que l'approche de la solution désirée est imminente, mais dans les premières études on économisera un temps précieux en n'effectuant les calculs que sur un petit nombre de longueurs d'onde (L est de l'ordre de 30 par exemple).
- Pour le calcul de la fonction de mérite, selon la définition choisie, on affectera à chacun des coefficients Ω_1 , Ω_2 , $\omega_1(\lambda_j)$, $\omega_2(\lambda_j)$ et k une valeur correspondant à leur importance relative. Le cas des revêtements achromatiques constitue un cas simple car il n'y a pas de longueurs d'onde préférentielles, aussi il n'est pas utile de définir ω_1 et ω_2 . Dans une première étude on posera $\Omega_1 = \Omega_2 = 1$ et $k = 2$.

- Le choix des critères d'arrêt est un peu plus délicat, car ils présupposent la connaissance de l'évolution de la fonction de mérite au cours du calcul. Ces choix ne sont importants que dans la limite où ils permettent d'éviter une perte considérable de temps de calcul. De l'étude de quelques résultats on pourra choisir les valeurs les mieux adaptées. Pour des raisons de programmation élémentaire il faut prévoir un test d'arrêt impératif. La meilleure méthode consiste à limiter le nombre d'itérations, nous avons remarqué que généralement on pouvait raisonnablement arrêter l'évolution du calcul après un nombre d'itérations de l'ordre de $(20 \times P)$, P étant le nombre de paramètres. Les autres tests sont plus délicats à bien définir; en tout cas il est préférable de ne pas leur conserver un aspect trop rigide; le calcul n'est arrêté que si ces tests apparaissent trop fréquemment au cours des itérations successives. En effet la fonction de mérite (ou les paramètres) peuvent évoluer très lentement entre deux itérations successives et sur ce simple test il serait regrettable d'arrêter le calcul sans avoir la certitude que la meilleure solution est atteinte. Quelle que soit la cause d'arrêt le calculateur fournit à la fin du cycle d'itérations, le jeu de paramètres correspondants à la valeur minimale de l'ensemble des fonctions de mérite calculées.

2) Programme MULTI -

Après avoir précisé les contraintes c'est-à-dire la transformation permettant de passer des paramètres $\{ \alpha_j \}$ $j = 1, \pi$ aux épaisseurs $\{ e_i \}$ $i = 1, P$ des couches de l'empilement, on utilise le programme MULTI comme le programme OPTIPO.

3) Programme SIMBOL -

Les problèmes de synthèse en incidence oblique diffèrent très peu de l'incidence normale, mais il faut bien évidemment définir en plus l'angle d'incidence et l'état de polarisation. En incidence "variable", le calcul de la fonction de mérite portera sur une série discrète d'incidences.

Nous connaissons donc maintenant toutes les données qu'il faut apporter au calculateur pour résoudre un problème de filtrage quelconque. La qualité du résultat obtenu sera directement liée au choix de ces diverses données.

E - Conclusion -

Nous avons montré à l'aide d' exemples comment on pouvait utiliser ces programmes de calcul pour la recherche systématique de solutions optimales. Nous nous sommes attachés au cas de revêtements achromatiques. Si l'on s'intéresse seulement à quelques longueurs d'onde , le problème sera plus simple et il sera très important de choisir les poids relatifs de façon à obtenir le résultat désiré.

Souvent pour des raisons purement expérimentales, afin de rendre la réalisation des filtres plus aisée, on préfère conserver des empilements de couches du type de ceux calculés dans la version MULTI où plusieurs couches consécutives ont des épaisseurs optiques égales. Nous n'avons pas recherché systématiquement à développer ces résultats, et nous ne présenterons que quelques exemples de ce type. Par contre, nous développerons plus en détail les résultats de nos calculs sur les revêtements achromatiques, dans le cas général de couches d'épaisseurs optiques quelconques, car ces résultats apportent des progrès très sensibles par rapport à des travaux récemment publiés[53], [54].

CHAPITRE III

RESULTATS ET PERSPECTIVES

Il ne serait pas très logique de présenter quelques uns des résultats obtenus sans dès maintenant faire intervenir les conditions expérimentales qui ont limité nos calculs ; et sans décrire les difficultés de réalisation qui incitent à rechercher des solutions bien particulières. Tous les revêtements calculés sont constitués d'empilements de couches dont les matériaux sont :

Haut indice	Sulfure de zinc
Bas indice	Cryolithe

Les valeurs des indices des matériaux utilisés dans les calculs ont été déterminées expérimentalement grâce à l'appareil de contrôle qui a permis la réalisation des revêtements. Etant donné que l'on tient compte de la dispersion de l'indice en fonction de la longueur d'onde, les résultats calculés sont adaptés à un domaine spectral bien déterminé. En première approximation, un changement de domaine spectral peut se faire en multipliant par un facteur constant les épaisseurs de chacune des couches de l'empilement. Cependant si l'on désire éviter toute altération des performances du revêtement, il est aisé d'effectuer un nouveau calcul, pour améliorer si possible la réponse spectrale de l'empilement. De même, si les couches réalisées présentaient des valeurs d'indices légèrement différentes, on pourrait très simplement rechercher des valeurs des épaisseurs mieux adaptées.

Nous présenterons d'abord quelques résultats, puis nous étudierons les performances de notre procédé de calcul.

III - 1 - COMBINAISONS CALCULEES -

Les divers programmes ont été conçus pour résoudre n'importe quel problème de filtrage. Pour réaliser le filtre calculé, la méthode la plus simple consiste à se contenter des solutions classiques $\lambda/4$, ou de modifier seulement l'épaisseur d'un nombre réduit de couches. Le contrôle des couches est relativement facile si seules les dernières couches de l'empilement ont des épaisseurs

optiques différentes de $\lambda_0/4$. A titre d'exemple nous présenterons quelques uns des cas particuliers que nous avons étudié. Ils permettront de donner un rapide aperçu des possibilités de ces programmes.

A - Cas particuliers simples. (Incidence normale) -

1) Revêtement pour deux longueurs d'ondes -

Le problème posé est le suivant : on désire un revêtement présentant un facteur de réflexion voisin de 99% pour la longueur d'onde $8943 \text{ \AA}$, et de 75 à 80% pour la longueur d'onde $6328 \text{ \AA}$. On choisit comme base de départ le calcul des performances d'un revêtement constitué de 13 couches, du type

$$p \frac{\lambda_1}{4} + q \frac{\lambda_2}{4} .$$

Plusieurs essais ont été effectués simultanément pour déterminer les valeurs de p et q, λ_1 et λ_2 les mieux adaptées à notre problème.

L'empilement de départ $9 \frac{\lambda_1}{4} + 4 \frac{\lambda_2}{4}$ avec $\lambda_1 = 9100 \text{ \AA}$ et $\lambda_2 = 5900 \text{ \AA}$ donne après 59 itérations le résultat suivant :

$$\lambda_1' = 8944 \text{ \AA} \quad \lambda_2' = 6692 \text{ \AA}$$

avec les performances :

Au moins $R = 0,99$ dans un domaine de $1000 \text{ \AA}$ au voisinage de $8500 \text{ \AA}$
 et $R = 0,79$ " " " " " de $6500 \text{ \AA}$

Tous les essais effectués avec diverses valeurs de p et q ont nécessité un temps de calcul d'environ 2 minutes. Ce cas particulier a été traité en moins de 20 secondes.

2) Revêtement pour 4 longueurs d'ondes -

Problème : le facteur de réflexion doit être au moins 85% (finesse réflectrice de l'ordre de 20) et être sensiblement égal pour les quatre longueurs d'ondes suivantes :

$$4508 \text{ \AA} , \quad 5650 \text{ \AA} , \quad 6060 \text{ \AA} , \quad 6460 \text{ \AA} .$$

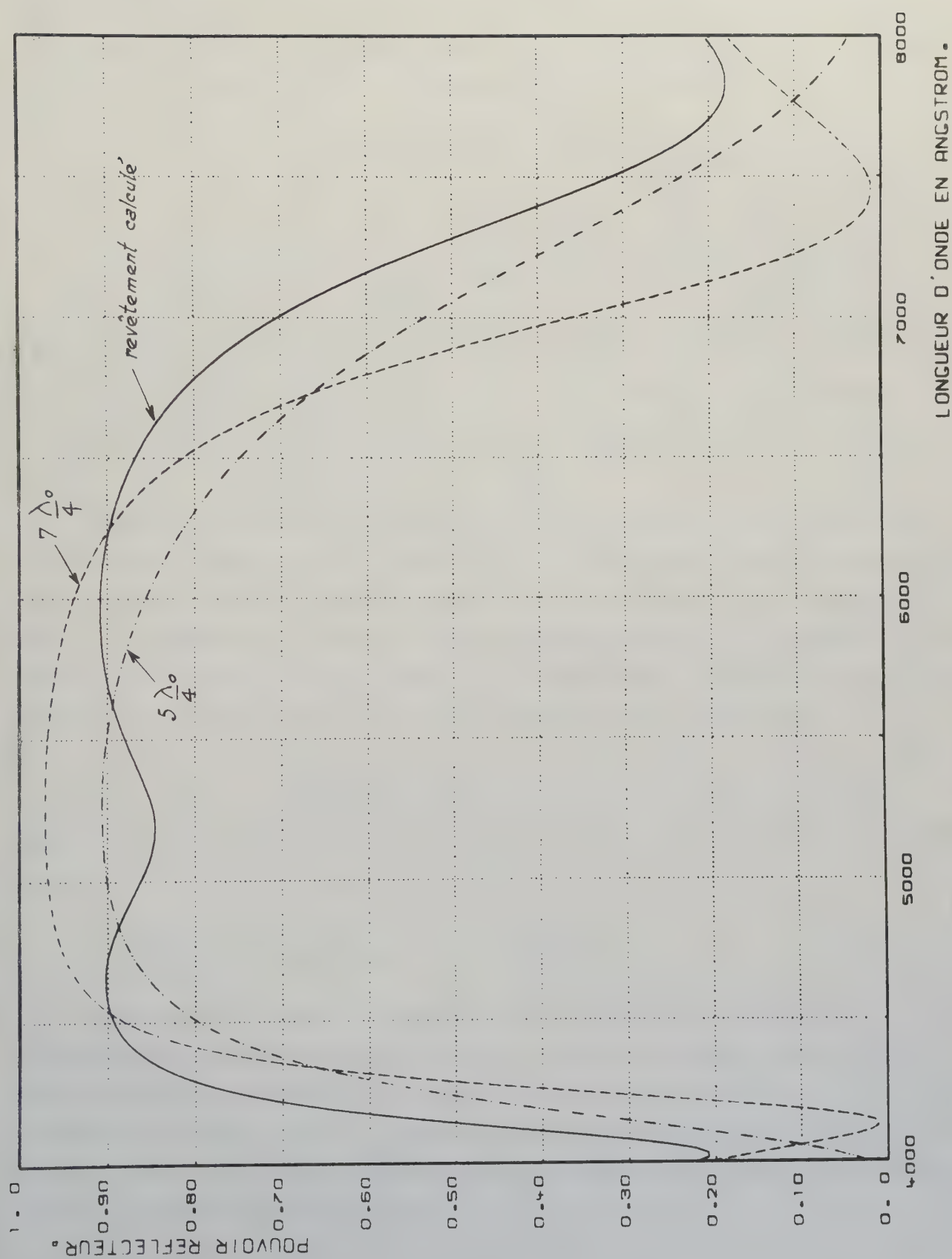


Fig. 6 REVETEMENT 7 COUCHES

Les caractéristiques cherchées sont intermédiaires entre celles qui donneraient des revêtements classiques $\lambda_0/4$, constitués de 5 et 7 couches, correctement centrés. On a résumé dans le tableau suivant les valeurs calculées du facteur de réflexion pour des longueurs d'ondes intéressantes.

λ en $\text{\AA}$	R 5 couches $\lambda_0/4$	R 7 couches $\lambda_0/4$	R Filtre calculé
4508	0.79	0.87	0.89
5650	0.89	0.96	0.89
6060	0.84	0.93	0.90
6460	0.76	0.82	0.875

Nous avons cherché à calculer un revêtement constitué de 7 couches dont les premières couches sont des couches $\lambda_0/4$. Ce résultat pourrait sans doute être amélioré mais nous l'avons considéré comme suffisant. On pourra comparer les courbes donnant les facteurs de réflexion en fonction de la longueur d'onde pour les trois cas considérés (fig. 6). Les épaisseurs géométriques des couches successives comptées à partir du verre sont exprimées en Angström:

Verre | 567 , 998 , 567 , 998 , 567 , 1025 , 1077 | air .
 très souvent, dans les problèmes de filtrage que l'on se pose, par exemple pour les LASERS [55] il n'intervient qu'un très petit nombre de longueurs d'onde utiles. Le cas des revêtements achromatiques est plus complexe.

3) Revêtement achromatique avec contraintes -

Nous avons vu comment le programme MULTI permet de "synthétiser" des revêtements dont les épaisseurs de certaines couches présentent entre elles une relation simple. On donnera un exemple de revêtement 15 couches, où la contrainte imposée est telle que les 7 premières couches du revêtement ont des épaisseurs optiques égales (fig. 7); les épaisseurs des couches sont données dans l'annexe (Filtre 2), ainsi que la figure (7).

On pourrait donner ici, toute une série de résultats qui, à notre avis, ne présentent pas un intérêt considérable. Il est nécessaire de les considérer ici, comme des sous produits de nos calculs, leur seul intérêt est d'être aisément réalisables. Seuls les meilleurs résultats nous intéressent, aussi nous en présenterons quelques uns. Ils sont obtenus lorsque l'on n'impose plus aucune contrainte sur les épaisseurs de chacune des couches ; les épaisseurs sont alors toutes différentes.

B - Revêtements réflecteurs à bande large. (Incidence normale) -

Quelques uns des résultats sont présentés dans l'annexe. Pour bien spécifier les performances obtenues, il nous a paru important de donner pour chaque filtre, le nombre de couches, l'étendue du domaine spectral d'utilisation avec les valeurs extrêmes et la valeur moyenne du facteur de réflexion calculée dans le domaine d'utilisation. Les réponses spectrales des filtres considérés sont données sur les figures (8) à (20) (en annexe).

Il faut bien remarquer les excellentes performances obtenues, compte tenu du nombre de couches relativement faible. Le nombre maximum de couches utilisé dans ces calculs est de 21 (filtre 15). Les résultats obtenus sur un domaine spectral couvrant un octave, sont si bons que nous n'avons pas jugé nécessaire de prolonger nos calculs sur des empilements plus complexes. Signalons par exemple, pour montrer les progrès apportés par ces calculs, que dans un article déjà cité, BERTHOLD a calculé grâce au programme de BAUMEISTER des empilements constitués d'un nombre de couches beaucoup plus grand (jusqu'à 47) qui sont loin de présenter les mêmes performances.

C - Séparatrice de faisceau. (Incidence oblique) -

Nous nous sommes assez peu attachés à traiter de façon générale ce problème. Nous donnerons un seul exemple : une séparatrice constituée de 12 couches, pour le domaine spectral 8000 - 35000 Å (incidence 22°). Les séparatrices (à couches de silicium) existant actuellement n'étant pas utilisables dans un aussi large domaine spectral. Sur la figure (21) on a porté le facteur de réflexion en fonction du nombre d'ondes pour les deux polarisations, et leur valeur moyenne correspondant au cas de la lumière naturelle. Dans le domaine spectral considéré

le facteur de réflexion oscille entre 40 et 60 %. On peut parfaitement espérer améliorer encore ce résultat , par exemple en cherchant des solutions avec des revêtements constitués d'un plus grand nombre de couches, ou mieux, en choisissant des matériaux plus adaptés [30]. On remarquera néanmoins que, étant donné l'étendue du domaine spectral (plus de deux octaves) ce résultat est déjà très intéressant. Les épaisseurs de chacune des couches de ce filtre sont données à l'annexe (Filtre 16).

D - Conclusion -

Nous avons déjà comparé nos résultats à ceux proposés par d'autres auteurs. Les progrès réalisés suffisent à justifier l'intérêt du procédé de calcul mis au point. Si nos applications numériques ont été volontairement limitées au cas de revêtements réflecteurs à large bande, il suffira de rappeler qu'il est possible d'appliquer nos méthodes de calcul à n'importe quel problème de filtrage [56] pour montrer que les applications de ce programme dans ce domaine sont loin d'être épuisées. Bien que les résultats obtenus soient tout à fait encourageants, il est nécessaire de rechercher maintenant si l'on ne peut pas encore améliorer notre procédé de calcul. La première étape consistera à étudier systématiquement ses imperfections.

III - 2 - CRITIQUES ET AMELIORATIONS POSSIBLES -

A - Comparaison à d'autres méthodes -

Pour justifier les progrès accomplis, il est nécessaire de comparer notre méthode à celles déjà proposées. On peut remarquer tout de suite les trois facteurs principaux qui interviennent; ils ont été décrits en détail :

- 1) Le procédé SIMPLEX est mieux adapté à notre problème qu'une méthode de moindres carrés.
- 2) Le choix de la fonction de mérite que nous avons fait.
- 3) La recherche systématique de solutions de départ.

Arrivés en ce point de notre étude, malgré les résultats acquis, il faut néanmoins revenir au problème tel que nous l'avons posé, et l'on s'apercevra alors avec un peu de regret, que toutes les difficultés ne sont pas résolues pour autant.

B - Comparaison à la synthèse totale -

Nous avons appelé synthèse totale un procédé de calcul qui, à partir de la seule donnée $R(\lambda)$, serait en mesure de nous fournir les valeurs des indices, des épaisseurs et le nombre de couches nécessaires à la réalisation du filtre.

Voyons maintenant en quoi notre procédé diffère de cette solution idéale.

1) Indices -

Remarquons tout de suite que dans un souci de réalisation expérimentale, nous n'avons utilisé que deux matériaux ; les valeurs des indices de chaque couche sont imposées. En aucun cas, nous n'avons prévu la possibilité d'un choix éventuel entre plusieurs indices. Bien évidemment, dans le programme de calcul, il sera aisé de prévoir plusieurs matériaux. On peut même aisément, pendant le déroulement du procédé itératif, laisser le choix entre les divers matériaux : l'indice étant alors non plus une constante mais un paramètre supplémentaire, qui ne peut prendre qu'une série discrète de valeurs. Il est vraisemblable que ce choix pourra être effectué dès les premières phases du calcul MULTI. On peut considérer aujourd'hui, que la réalisation expérimentale ne nous posera pas de problèmes insolubles.

Nous n'avons pas cherché à calculer des empilements constitués de matériaux évaporés simultanément afin d'obtenir des indices intermédiaires; nous ne sommes pas en mesure de réaliser expérimentalement ces revêtements.

Mais toutes ces contraintes, liées à ces soucis de réalisation expérimentale, ne sont que des points de détail, qui seront aisément modifiables au fur et à mesure des progrès réalisés sur les techniques de contrôle pendant l'évaporation.

2) Les épaisseurs -

Notre procédé de calcul ne doit être considéré que comme une méthode de recherche d'une solution optimale. Considérons, pendant un cycle d'itérations, la représentation de l'évolution de la fonction de mérite dans l'espace (à $(P + 1)$ dimensions) des paramètres. On verra que la recherche d'une solution s'effectue dans un domaine difficile à définir mais qui reste étroitement lié aux valeurs

choisies pour le départ du calcul. L'utilisation systématique du programme MULTI, nous permet d'explorer très grossièrement certains domaines de l'espace pour ne retenir que les solutions les plus intéressantes parmi celles trouvées. Nous avons décrit comment nous avons utilisé systématiquement ce procédé pour nos calculs. Il nous faudrait maintenant rendre cette méthode automatique en complétant le programme.

Nous n'avons pas abordé ce problème, qui ne semble pas toutefois présenter de sérieuses difficultés, si ce n'est dans le choix de l'évolution suivie pour libérer les contraintes imposées entre les paramètres. Il est certain que le nombre de paramètres au début du calcul doit être réduit (2 ou 3 par exemple) et le choix des types de contraintes doit être effectué avec soin, pour fournir déjà, à la fin de cette première étape du calcul MULTI, des solutions suffisamment approchées.

3) Le nombre de couches optimum -

Le nombre de couches "optimum" doit être le nombre minimum de couches permettant d'obtenir, avec les tolérances requises, le filtre présentant les caractéristiques spectrales désirées.

Nous avons déjà dit, au début de la conception de notre programme que nous renoncions à résoudre ce problème ; nous nous sommes limités à réaliser un programme " d'analyse guidée ". On doit être tenté de rechercher aujourd'hui, si il n'est pas possible de poursuivre cette étude pour aborder le problème de la synthèse totale.

C - Problèmes posés par la synthèse totale -

Nous avons déjà signalé à maintes reprises, dans ce manuscrit, le travail de DOBROWOLSKI , qui constitue sans aucun doute la première approche du problème de la synthèse totale. Nous avons tenté à diverses reprises quelques essais, pour chercher à perfectionner notre procédé de calcul. Nous soulignerons ici, quelques unes des difficultés rencontrées.

1) Adjonction de couches -

Nous avons tout d'abord cherché dans quelle mesure il n'était pas possible d'ajouter à un empilement constitué de P couches, une ou plusieurs couches supplémentaires, sans trop détériorer ses performances spectrales. Notre but essentiel était d'utiliser ces valeurs comme point de départ pour de nouveaux calculs OPTIPO, sur des empilements constitués d'un plus grand nombre de couches.

A la fin d'un cycle d'itérations, le coefficient de mérite est sensiblement stationnaire; le calcul a convergé vers une solution. Il n'est pas possible, sans effectuer d'autres calculs, de considérer que cette solution constitue la meilleure solution que l'on puisse trouver pour un empilement constitué de P couches. En tout cas, on peut toujours espérer que l'on trouvera plus facilement une solution si on augmente le nombre de paramètres, c'est-à-dire le nombre de couches. On rencontre tout de suite plusieurs difficultés.

- a) Il faut définir le nombre de couches p qu'il est judicieux d'ajouter.
- b) Au lieu d'ajouter les couches sur l'empilement, il est peut être préférable d'intercaler les couches supplémentaires entre les couches déjà calculées. Il faudrait donc définir, par le calcul, comment devra s'effectuer l'adjonction de ces couches pour obtenir la meilleure solution.
- c) Nous n'avons pas encore précisé qu'il était nécessaire de déterminer l'épaisseur approximative des couches supplémentaires.

Outre ces difficultés il faut en plus apporter à cette méthode une critique de principe : implicitement, il faut supposer que la solution avec P couches et que la solution avec l'empilement constitué de $(P + p)$ couches sont optimales dans la même région de l'espace des paramètres.

Lors des calculs des divers revêtements achromatiques, nous avons essayé d'adjoindre une ou plusieurs couches supplémentaires à un revêtement déjà calculé, pour augmenter les performances du filtre. Ce procédé ne nous a jamais conduit à des résultats vraiment intéressants. Dans la plupart des cas l'épaisseur des couches rajoutées tend vers zéro. A priori, ce résultat était prévisible. En effet l'ensemble des P couches déjà calculé constitue une assez bonne solution, si on rajoute p couches, en général on détériore la qualité du résultat obtenu. Si l'épaisseur des p couches tend vers zéro, on est ramené au résultat précédent.

Toutes ces difficultés nous ont conduit à abandonner l'idée de rajouter des couches supplémentaires. Il est plus simple de recommencer une série de calculs avec $(P + p)$ couches en utilisant le programme MULTI. Implicitement, on abandonne donc la mise au point d'un procédé permettant la synthèse totale. En effet, il semble bien que, dans le cas le plus général où toutes les couches ont des épaisseurs quelconques, la meilleure solution consiste à reprendre dès le départ le calcul de la synthèse [1] si on veut considérer un empilement constitué d'un nombre de couches différent.

Puisqu'il semble difficile d'atteindre la solution cherchée en augmentant peu à peu le nombre de couches de l'empilement, on peut se demander s'il ne serait pas possible de déterminer d'abord le nombre de couches minimum nécessaire pour résoudre le problème.

2) Détermination du nombre optimum de couches -

En général, on peut avoir une idée très approximative du nombre optimum de couches, en utilisant des raisonnements empiriques et en considérant le cas d'empilements classiques ($\lambda_0/4$ ou multiples de $\lambda_0/4$).

Mais en aucun cas, pour un filtrage quelconque, il ne sera possible de considérer cette méthode comme parfaitement satisfaisante.

Très souvent on raisonne ainsi : on considère que la solution obtenue après des calculs sur des revêtements constitués de P couches donne des résultats insuffisants. On espère alors que, avec une ou deux couches supplémentaires, on pourra obtenir la solution désirée. Ce raisonnement est très imparfait. En effet, il est difficile de considérer que la solution atteinte avec P couches constitue la meilleure solution qu'il soit possible d'obtenir avec ce nombre de couches ; on est seulement sûr d'avoir atteint la solution la plus accessible depuis le point de départ.

Il est cependant nécessaire, lorsqu'on arrive en ce point du calcul, de savoir si l'on doit continuer à rechercher une meilleure solution avec le nombre P de couches, ou plutôt considérer un empilement constitué d'un plus grand nombre de couches. Nous ne savons pas résoudre ce problème.

On peut néanmoins espérer obtenir de bons résultats quelque soit le problème de filtrage posé. De toute façon, il apparaît que le choix de la fonction de mérite est capital pour essayer d'apporter quelques idées sur la valeur du nombre de couches optimum. Dans la mesure où la fonction de mérite permet d'accorder une importance relative plus ou moins grande à telle ou telle caractéristique spectrale (par exemple le facteur de réflexion moyen dans le cas de revêtements réflecteurs à bande large $4000 - 7000\text{\AA}$), on peut étudier comment évoluent les résultats pour chaque filtre, lorsque le nombre de couches augmente.

Considérons maintenant le cas où le filtre doit présenter des propriétés données dans un intervalle spectral très étendu, plus de deux octaves par exemple. On peut grâce à un choix judicieux de la fonction de mérite, apporter des solutions valables dans une partie du domaine spectral avec un petit nombre de couches. Par extrapolation, on pourra ainsi avoir une idée très approximative du nombre de couches nécessaire pour couvrir tout le domaine spectral désiré.

Etant donné l'importance et le nombre des problèmes de filtrage qui se posent de plus en plus couramment, il serait très souhaitable de bien développer ces méthodes systématiques de recherche.

III - 3 - CONCLUSION -

Le problème de la synthèse totale des filtres est loin d'être résolu, et présente d'énormes difficultés. On est même en droit de se demander si, en l'absence de théorèmes généraux, il sera possible d'apporter un jour à ce problème une solution satisfaisante. Pour bien en estimer toute la difficulté, il faut reprendre l'exemple donné par GIACOMO dans un article déjà cité [19] " Si on voulait explorer complètement la surface $f(.. n_1..., e_1...)$ en << quadrillant >> avec N valeurs de n , E valeurs de e, pour P couches et Λ valeurs de λ , on aurait à effectuer $\Lambda (N \times E)^P$ calculs. Même en se limitant à 10 valeurs possibles des indices ($N = 10$) et des épaisseurs ($E = 10$) pour 10 couches ($P = 10$) et en admettant qu'un calcul de f ne prenne pas plus de 1 microseconde ; il faudrait : $\Lambda . 10^{14}$ secondes soit environ $3 \cdot 10^6$ ans pour chaque longueur d'onde."

Dans ces conditions, on peut penser qu'il sera dans tous les cas nécessaire de choisir une solution de départ suffisamment approchée de la réponse spectrale désirée.

Nous pouvons néanmoins considérer que notre travail n'a pas été inutile, car malgré ces difficultés, il permet d'atteindre des solutions intéressantes. Dans le cas particulier des revêtements réflecteurs à large bande, nous avons pu déterminer par le calcul, toute une série de filtres qui malgré leur très petit nombre de couches, présentent des propriétés tout-à-fait remarquables. Ces premiers résultats doivent être considérés comme le début d'un formulaire qui mérite d'être sérieusement développé, afin de permettre la résolution de nombreux autres problèmes de filtrage optique, l'exploitation de nos programmes est loin d'être terminée.

Il est évident que les résultats que nous présentons ne sont intéressants que dans la mesure où l'on est capable de réaliser les revêtements calculés, avec une très bonne précision. Les problèmes posés par la réalisation et l'analyse de quelques uns des résultats obtenus feront l'objet de la deuxième partie de cet exposé.

D E U X I E M E P A R T I E

REALISATION EXPERIMENTALE

CHAPITRE IV

METHODES DE CONTROLE PENDANT L'EVAPORATION DES EPAISSEURS DEPOSEES

Dans le cas d'un empilement régulier de couches, toutes $\lambda/4$ par exemple, les problèmes pratiques de réalisation peuvent être considérés comme bien résolus [57], [58] et en particulier les problèmes de contrôle pendant la préparation.

Il faut bien remarquer que ce problème de contrôle pendant l'évaporation doit répondre à des conditions très précises, car le signal fourni par l'appareil de mesure doit être utilisé pour arrêter la formation de la couche sur le support lorsque l'épaisseur requise est atteinte.

La mesure de l'épaisseur optique doit être non seulement précise, mais aussi permanente, afin de pouvoir suivre à chaque instant l'évolution de l'épaisseur. Dans ce but de très nombreux procédés de contrôle ont été proposés. Il est intéressant d'analyser leurs avantages et inconvénients respectifs.

IV - 1 - PRINCIPAUX DISPOSITIFS -

Pour essayer de simplifier l'analyse des performances des divers appareils de contrôle proposés, on peut considérer deux classes principales. La première suppose implicitement le contrôle sur un témoin, la seconde sur la lame que l'on doit traiter.

Les méthodes de contrôle indirects sont souvent beaucoup plus simples et très diverses. Les seuls appareils qui nous intéressent ici, sont ceux utilisables pour réaliser des filtres optiques, c'est-à-dire, adaptés à la mesure d'épaisseurs de l'ordre d'une fraction de la longueur d'onde.

A - Contrôles indirects -

On va tout de suite considérer deux classes principales ; on peut en effet s'attacher à effectuer des mesures d'épaisseurs massiques ou des mesures d'épaisseurs optiques ne.

1) Mesure d'épaisseurs massiques -

Le procédé le plus classique permettant d'effectuer de telles mesures est basé sur la variation de fréquence d'un quartz. Cet appareil présente l'avantage d'une utilisation très simple, et il permet d'atteindre une précision largement suffisante pour réaliser de nombreux types de filtres classiques. Néanmoins, il présente l'inconvénient fondamental de mesurer, non pas des épaisseurs optiques, mais des masses. Pour obtenir des mesures extrêmement précises de l'épaisseur optique, il est nécessaire de connaître pour chaque matériau utilisé la relation entre l'épaisseur massique et épaisseur optique. En outre, on doit tenir compte des défauts de linéarité de la variation de fréquence en fonction de la variation de masse. Ces difficultés ont partiellement limité l'emploi de cette méthode [59].

Il est évident que pour les éviter on a tout intérêt à faire appel à des procédés de mesures optiques. C'est la raison pour laquelle nous étudierons tout de suite cette classe d'appareils.

Remarquons toutefois que ces méthodes sont aisément applicables au contrôle de couches d'épaisseurs quelconques. En effet à partir de la courbe d'étalonnage il est facile de déterminer pour chaque couche la variation de fréquence correspondante à l'épaisseur massique désirée.

2) Mesure d'épaisseurs optiques (contrôle pour une longueur d'onde λ_0) -

Les premières expériences dans ce domaine sont dues à Mary BANNING [60] et ont été développées par DUFOUR [57]. Le verre témoin sur lequel s'effectue le dépôt est traversé par un faisceau de lumière monochromatique (λ_0). On mesure à l'aide d'un récepteur photoélectrique le facteur de transmission (ou le facteur de réflexion). Lors de l'évaporation d'un matériau transparent, on constate que la variation du facteur de réflexion en fonction de l'épaisseur déposée, est pratiquement sinusoïdale. On observe le passage par un extremum lorsque l'épaisseur optique est multiple de $\lambda_0/4$.

On sait qu'il est très difficile de réaliser avec précision des mesures absolues de transmission , aussi le contrôle ne sera simple que dans des cas bien particuliers. Pour réaliser des empilements de couches d'épaisseurs optiques égales $\lambda_0/4$, il est nécessaire de repérer avec précision les extremums de transmission pour arrêter l'évaporation à la fin de chaque couche.

L'avantage considérable de cette méthode est de se prêter à un contrôle direct, sur le verre à traiter. En effet, les épaisseurs des couches déposées sur deux supports distincts peuvent être très différentes [61]. Plusieurs facteurs interviennent :

- La position géométrique des éléments dans la cloche.
- La nature des supports.
- L'indicatrice d'émission des creusets.

Il est difficile dans ces conditions d'obtenir des résultats bien reproductibles. Aussi pour éliminer ces causes d'erreurs, on a tout intérêt à rechercher la possibilité d'effectuer un contrôle direct.

B - Contrôles directs -

1) Repérage des extremums de transmission : $T(\lambda_0)$ -

Pour résoudre le problème de la réalisation de filtres classiques $\lambda/4$, la méthode utilisée par DUFOUR, est parfaitement adaptée, même en contrôle direct.

Le contrôle devant s'effectuer sous incidence normale, la mise en oeuvre de cette méthode est simple. Remarquons surtout qu'il ne s'agit en aucun cas de mesures absolues de transmission qui sont , on le sait, très difficiles à effectuer avec une bonne précision. Le seul problème qui se pose consiste à repérer, avec exactitude, l'extremum pendant l'évaporation. Sur ce point précis, il est donc aisé de reprocher à cette méthode son manque de sensibilité. Pour remédier à cette difficulté, on a recours à l'artifice suivant : si le repérage de l'extremum de T est difficile, par contre le repérage du zéro de la dérivée de T par rapport à l'un des paramètres (n ou λ) devrait être chose aisée.

On a donc le choix entre deux méthodes.

2) Repérage des zéros de $\left(\frac{\partial T}{\partial e} \right)_{\lambda_0}$ -

Le principe de la mesure est le suivant : si l'on suppose que l'on évapore à vitesse constante, on peut dériver le signal fourni par le récepteur photo-électrique, la dérivation s'effectuant par rapport au temps grâce à un système électronique simple. Cette méthode présente un inconvénient fondamental : lorsqu'on arrête l'évaporation, on supprime la mesure de la dérivée. En effet on ne mesure pas une grandeur intrinséquement liée à la caractéristique spectrale de l'empilement, mais une grandeur qui dépend des conditions d'évaporation. Malgré cette difficulté, il semble toutefois que ce procédé soit intéressant, car il permet de réaliser avec une bonne précision le contrôle de couches $\lambda_0/4$ en particulier pour la fabrication de filtres interférentiels classiques à bande étroite [62].

3) Repérage des zéros de $\left(\frac{\partial T}{\partial \lambda} \right)_{\lambda_0}$ -

Si l'on cherche à mesurer une grandeur spécifique de la caractéristique spectrale de l'empilement réalisé, la méthode du repérage des zéros de $\frac{\partial T}{\partial \lambda}$ sera mieux adaptée.

Cette méthode a été développée au laboratoire AIME COTTON par P. GIACOMO et P. JACQUINOT [63]. L'appareil, appelé MAXIMETRE, permet le repérage très précis des extremums de la courbe représentative des variations du facteur de transmission T en fonction de la longueur d'onde, pendant la formation de la couche. Lorsqu'on réalise des empilements de couches minces d'épaisseurs optiques égales $\lambda_0/4$, haut indice - bas indice alternés, on désire avoir pour chaque couche $\frac{\partial T}{\partial (ne)} = 0$. Si les indices des matériaux utilisés ne présentent pas de dispersion en fonction de la longueur d'onde $\left(\frac{\partial T}{\partial \lambda} \right)_{\lambda_0}$ s'annule en même temps que $\left(\frac{\partial T}{\partial (ne)} \right)_{\lambda_0}$

Pour effectuer cette mesure, on module légèrement la longueur d'onde autour de la valeur λ_0 , et on fait ainsi apparaître un signal proportionnel à $\frac{dT}{d\lambda}$. Cette méthode semble bien adaptée au contrôle de couches $\lambda_0/4$; nous analyserons en détail les performances de cet appareil.

Signalons une méthode très voisine proposée par LISSBERGER et RING [64] qui cherchent à contrôler la différence entre les transmissions mesurées pour deux longueurs d'onde légèrement décalées; on obtient ainsi une mesure de la dérivée $\delta T/\delta \lambda$.

4) Contrôle sur plusieurs longueurs d'onde -

Les méthodes de dérivation proposées ci-dessus pouvant être considérées comme des méthodes relativement trop complexes quant à leur mise en oeuvre, de nombreuses autres solutions ont été proposées. Elles consistent essentiellement à mesurer simultanément les transmissions pour deux longueurs d'onde. Selon les auteurs, les longueurs d'onde choisies sont plus ou moins éloignées l'une de l'autre. En fait, sans système électronique assurant la comparaison permanente entre les deux transmissions, l'emploi de ces méthodes n'apporte pas d'amélioration sensible par rapport à celle de DUFOUT.

Signalons toutefois qu'il pourrait être très intéressant de pouvoir contrôler pendant la formation du revêtement le profil spectral obtenu, la mesure s'effectuant dans un très large domaine spectral grâce à un monochromateur à balayage rapide. Cependant il ne semble pas que de telles techniques aient jamais été mises au point.

Nous avons passé en revue les diverses méthodes de contrôle dont nous disposons pour la réalisation de couches d'épaisseurs optiques $\lambda_0/4$. Notre but essentiel sera d'étudier comment on pourra adapter ces méthodes au cas de couches d'épaisseurs quelconques. Mais il faut bien souligner que le contrôle optique d'empilements de couches $\lambda/4$ constitue un cas particulier assez simple. Avant d'aborder des cas plus complexes, nous étudierons tout d'abord le principe du MAXIMETRE. Puis dans l'étude des causes d'erreurs systématiques, nous nous attacherons tout spécialement à mettre en évidence l'influence de la dispersion sur le contrôle d'épaisseurs de couches $\lambda_0/4$, ou multiples de $\lambda_0/4$.

IV - 2 - LE MAXIMETRE -

Cette partie est consacrée à un rappel très succinct du principe et des caractéristiques de l'appareil tel qu'il a été conçu par GIACOMO et JACQUINOT.

A - Principe -

Au lieu de mesurer comme le fait DUFOUR la transmission $T(\lambda_0)$ pendant l'évaporation, le maximètre permet d'observer directement une grandeur proportionnelle à $\left(\frac{dT}{d\lambda}\right)_{\lambda_0}$. La lame transparente dont on veut étudier la transmission est éclairée par une étroite bande spectrale centrée sur la longueur d'onde λ_0 . Si on appelle $A(\lambda_0)$ la réponse "à vide" de l'appareil, c'est-à-dire la réponse en l'absence des couches sur le support et $T(\lambda_0)$ la transmission de l'empilement dont on veut contrôler l'épaisseur, on obtient à la sortie du récepteur un signal d'amplitude proportionnelle à $AT(\lambda_0)$. Lorsque la longueur d'onde utilisée est modulée selon la loi $\lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda \cos 2\pi N T$ on a alors une composante continue et une composante de fréquence N proportionnelle à $\frac{dAT}{d\lambda}$. Pour travailler avec une sensibilité relative constante, on utilise le signal AT pour asservir l'alimentation haute tension du récepteur photoconducteur. Le signal après amplification est donc de la forme

$$s = \left(\frac{1}{AT} \frac{dAT}{d\lambda} \right) \Delta\lambda = \frac{1}{A} \frac{dA}{d\lambda} \Delta\lambda + \frac{1}{T} \frac{dT}{d\lambda} \Delta\lambda$$

Lorsque le signal s s'annule on a, non pas $\frac{dT}{d\lambda} = 0$ mais

$$\frac{1}{T} \frac{dT}{d\lambda} = - \frac{1}{A} \frac{dA}{d\lambda}$$

Pour repérer avec précision les zéros de $\frac{dT}{d\lambda}$, il faut rendre nulle la fonction $\frac{dA}{d\lambda}$, pour une longueur d'onde donnée. On dispose sur un spectre intermédiaire du montage optique, un cache en forme de "couteau" orientable par rapport à la direction du spectre. Le réglage de l'orientation peut se faire très simplement, en observant le signal s pour la longueur d'onde λ_0 choisie, en l'absence de couches sur le verre support.

Signalons enfin que si l'on veut étudier la transmission d'un empilement quelconque il est possible de déterminer la longueur d'onde pour laquelle $T(\lambda)$ est maximum. On trouvera tous les détails relatifs à cette méthode d'itération dans l'article déjà cité [63].

Une propriété précieuse de ce système de contrôle est l'augmentation de sensibilité qui accompagne l'accroissement du nombre de couches. La sensibilité est caractérisée par la vitesse de variation de $\frac{1}{T} \frac{dT}{d\lambda}$ (λ_0) lorsque la dernière couche évaporée passe par l'épaisseur optique $\lambda_0/4$.

B - Remarques -

Nous ne signalons ici que les points particuliers qui devront être étudiés pour l'adaptation au problème des couches quelconques. On pourra trouver sur ce sujet une étude complète [65], il nous suffira d'en utiliser les résultats.

a) Si l'on admet que l'émission du filament de la lampe blanche qui sert de source pour le maximètre, est parfaitement stable, l'annulation de la dérivée

$\frac{1}{A} \frac{dA}{d\lambda} \Delta\lambda$ par le "couteau mécanique" constitue une méthode de zéro. La stabilité des amplificateurs électroniques n'est pas critique.

b) Si la fonction $A(\lambda)$ est symétrique par rapport à λ_0 et si le taux de lumière parasite est faible, la mesure de la dérivée reste correcte. Pendant l'évaporation on mesure $\frac{1}{T} \frac{dT}{d\lambda} \Delta\lambda$; la stabilité de l'amplitude de modulation $\Delta\lambda$ n'est pas critique. Cependant la longueur d'onde λ_0 doit rester stable et le balayage doit être sinusoïdal.

Il est nécessaire de remarquer que, si le repérage des zéros de $\frac{dT}{d\lambda}$ peut être extrêmement précis, les épaisseurs optiques peuvent différer sensiblement de l'épaisseur désirée $\lambda_0/4$ car nous avons négligé l'influence de la dispersion de l'indice des matériaux.

C - Influence de la dispersion de l'indice -

Ce point extrêmement important pour le développement de notre étude a été traité par ABELES [66] . Nous analyserons tout particulièrement ce travail qui porte sur les cas particuliers d'une couche unique et d'un empilement de couches d'épaisseurs optiques $\lambda_0/4$ alternées.

1) Principe du calcul -

On sait que le facteur de transmission (ou de réflexion) ne dépend que de $\frac{ne}{\lambda}$, on écrit $T = f \left(\frac{ne}{\lambda} \right)$

Le contrôle au maximètre revient à mesurer la dérivée :

$$\frac{\partial T}{\partial \lambda} = \left(- \frac{ne}{\lambda^2} + \frac{e}{\lambda} \frac{dn}{d\lambda} \right) f' \left(\frac{ne}{\lambda} \right)$$

Si la dispersion $\frac{dn}{d\lambda}$ est négligeable, on a

$$\frac{\partial T}{\partial \lambda} = - \frac{ne}{\lambda^2} f' \left(\frac{ne}{\lambda} \right)$$

Alors que

$$\frac{\partial T}{\partial e} = \frac{n}{\lambda} f' \left(\frac{ne}{\lambda} \right)$$

Dans ces conditions, pour des couches alternées, toutes $\lambda/4$, les zéros de $\frac{\partial T}{\partial e}$ correspondent aux zéros $\frac{\partial T}{\partial \lambda}$.

Mais le matériau de haut indice, le sulfure de zinc présente une dispersion non négligeable.

2) Résultats d'ABELES -

On part de l'expression du facteur de réflexion pour une couche d'épaisseur optique $n_1 e_1$ déposée sur un support d'indice n_s , n_0 étant l'indice du milieu ambiant.

$$R_1 = \frac{\left(n_s - n_0 \right)^2 + \left(\frac{n_0 n_s}{n_1} - n_1 \right)^2 t_g^2 \beta_1}{\left(n_s + n_0 \right)^2 + \left(\frac{n_0 n_s}{n_1} + n_1 \right)^2 t_g^2 \beta_1} = \frac{N}{D}$$

avec $\beta_1 = 2\pi n_1 e_1 \sigma$.

On désire savoir pour quelle épaisseur optique de la couche $\frac{dR_1}{d\sigma}$ est nulle sachant que n_1 est une fonction de σ , en supposant n_o et n_s constants.

$$\frac{\partial R_1}{\partial \sigma} = \frac{8 n_o n_s t_g \beta_1 (1 + t_g^2 \beta_1)}{D^2} \left\{ \left(n_1 - \frac{n_o^2 n_s^2}{n_1^3} \right) t_g \beta_1 \frac{dn_1}{d\sigma} + \left(\frac{n_o^2 n_s^2}{n_1^2} + n_1^2 - n_o^2 - n_s^2 \right) \frac{d\beta_1}{d\sigma} \right\}$$

avec $\frac{d\beta}{d\sigma} = \beta_1 \left(\frac{1}{n_1} \frac{dn_1}{d\sigma} + \frac{1}{\sigma} \right)$

Cette formule permet de montrer que, dans le cas où $n_1 > n_s$

a) Sans dispersion ($\frac{dn_1}{d\sigma} = 0$) On retrouve le résultat bien connu :

R_1 est maximum pour : $\beta_1 = (2k + 1) \frac{\pi}{2}$ k , entier quelconque

soit $ne = \frac{\lambda}{4}$, $\frac{3\lambda}{4}$ etc...

R_1 est minimum pour : $\beta_1 = k\pi$ soit $ne = \frac{\lambda}{2}$, $2\frac{\lambda}{2}$ etc...

b) En tenant compte de la dispersion ($\frac{dn_1}{d\sigma} > 0$)

$$\frac{\partial R_1}{\partial \sigma} = 0 \text{ lorsque } t_g \beta_1 = 0 \text{ soit : } \beta_1 = k\pi$$

donc les minimums de $R_1(\sigma)$ ont lieu pour les longueurs d'onde λ_m pour lesquelles $n_1 e_1 = k \frac{\lambda_m}{2}$ ceci quelle que soit la dispersion de la couche.

Mais, on peut trouver $\frac{\partial R_1}{\partial \sigma} = 0$ en écrivant que :

$$\left(n_1 - \frac{n_o^2 n_s^2}{n_1^3} \right) t_g \beta_1 \frac{dn_1}{d\sigma} + \left(\frac{n_o^2 n_s^2}{n_1^2} + n_1^2 - n_o^2 - n_s^2 \right) \frac{d\beta_1}{d\sigma} = 0$$

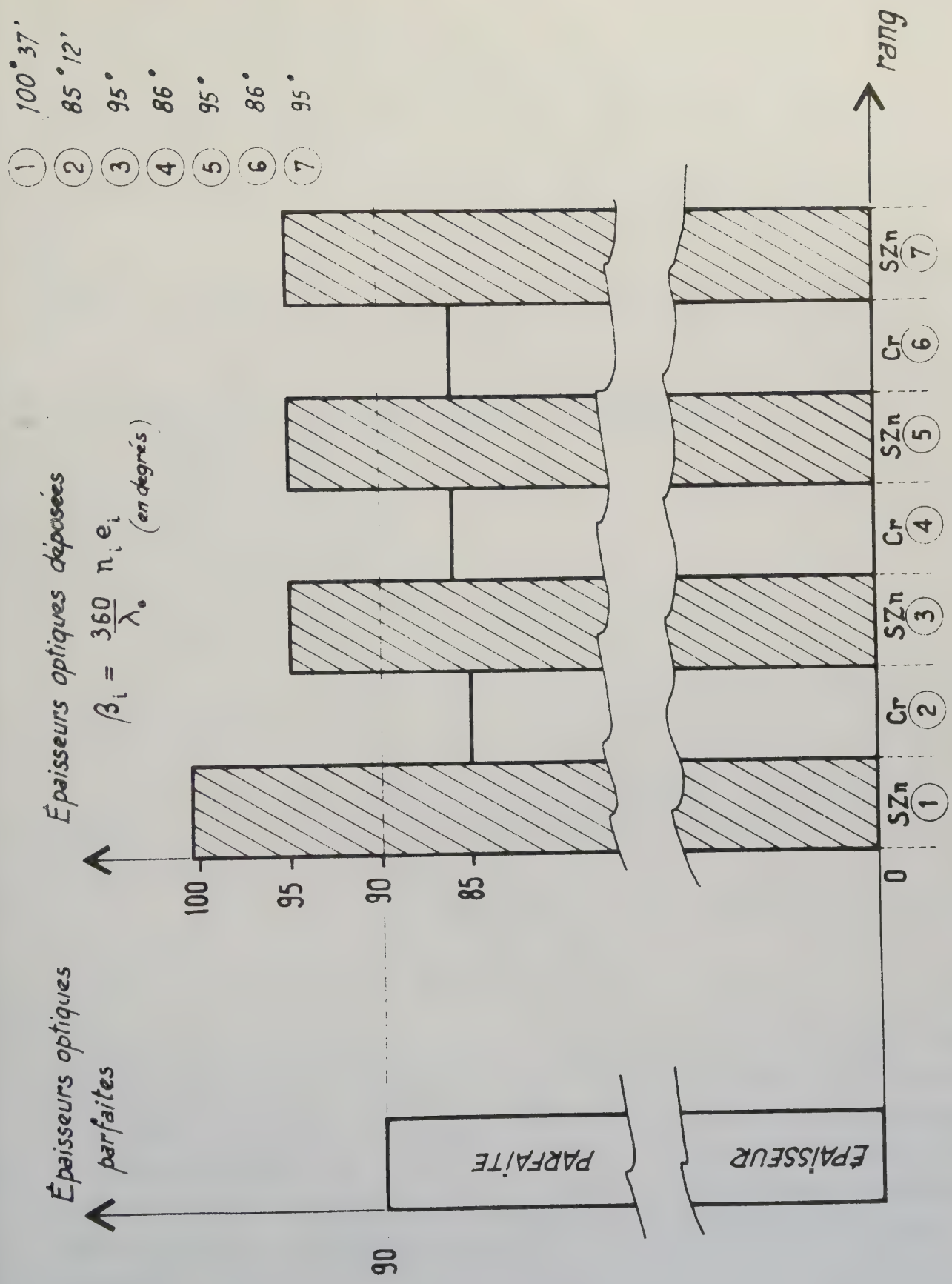


Fig. 22 Épaisseurs effectivement déposées pour un miroir 7 couches "quart d'ondes" contrôlées au maximètre, compte tenu de la dispersion.

La plus petite valeur de β_1 est voisine de $\frac{\pi}{2}$, mais comme $\frac{dn}{d\sigma} > 0$, on

trouve $\beta_1 > \frac{\pi}{2}$. Dans l'exemple numérique : $\frac{dn}{d\sigma} = 0,24 \mu$ pour

$\lambda = 5000 \text{ \AA}$, $n_0 = 1$, $n_s = 1,52$ et $n_1 = 2,35$. On trouve $\frac{\partial R_1}{\partial \sigma} = 0$

pour $\beta_1 = 100^\circ 37'$ soit $n_1 e_1 = 0,2795 \lambda$.

Alors que sans dispersion, on aurait trouvé $n_1 e_1 = 0,25 \lambda$ soit une erreur

$\delta(n_1 e_1) / n_1 e_1$ supérieure à 10 %.

Il est intéressant de calculer les valeurs correspondantes de R.

Pour $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ $R_1(\sigma)$ est maximum pour :

$$n_1 e_1 = 0,2795 \lambda_0 \quad R_1 = 0,316$$

Mais $R_1(n_1 e_1)$ est maximum pour :

$$n_1 e_1 = 0,25 \lambda_0 \quad R_1 = 0,323$$

Remarquons bien que la différence des facteurs de réflexion est très difficilement mesurable.

ABELES étudie ensuite un contrôle idéal au maximètre d'un revêtement classique $7 \lambda_0/4$, en supposant que pour toutes les couches de l'empilement, l'évaporation a été arrêtée lorsque $\frac{\partial T}{\partial \sigma} = 0$.

Comparons le à un contrôle en $\left(\frac{dT}{de}\right)_{\lambda_0}$, qui conduirait à des épaisseurs optiques toutes égales à $\lambda_0/4$ (ou $\beta_i = 90^\circ$).

On a porté sur la figure (22), les épaisseurs obtenues, en fonction du rang de la couche compté à partir du verre. Les erreurs commises sur les épaisseurs étant relativement faibles surtout pour les dernières couches, le facteur de réflexion du revêtement contrôlé au maximètre, ne diffère pas de plus de quelques millièmes du facteur de réflexion d'un revêtement parfait. Seule est légèrement réduite l'étendue du domaine spectral où le facteur de réflexion est élevé.

Donc, si le contrôle permet théoriquement d'atteindre d'excellents résultats lors de la réalisation de revêtements classiques, il faut néanmoins bien remarquer que l'épaisseur de la première couche de sulfure de zinc est faussée de plus de 10% à cause de la dispersion de l'indice. Dans la mesure où l'on connaît la dispersion du matériau évaporé, on pourra éventuellement chercher à minimiser cette erreur. Etant donné la sensibilité de l'appareil, celui-ci semble particulièrement bien adapté au contrôle de couches $\lambda_0/4$. On peut donc essayer de l'utiliser pour le contrôle de couches d'épaisseurs multiples de $\lambda_0/4$.

D - Contrôle de couches d'épaisseurs multiples de $\lambda_0/4$

Ce problème se pose relativement souvent car on peut penser réaliser des filtres pour l'infrarouge (λ_0), en effectuant le contrôle dans le visible. Nous verrons cependant que le contrôle d'une couche unique ne présente pas de difficultés; par contre la réalisation d'empilements de couches d'épaisseurs $n_e = \frac{\lambda_0}{4}$ et d'indices alternés est plus délicate. En effet on peut choisir une longueur d'onde de contrôle λ_0 telle que $n_{\lambda_0} e = k \frac{\lambda_0}{4}$ (k entier).

Mais si on cherchait à tenir compte de la dispersion de l'indice pour préciser la valeur de la longueur d'onde choisie on se heurterait à une difficulté car la valeur de λ_0 devrait être différente pour les deux matériaux. Nous n'insisterons pas sur cette difficulté pour nous limiter dans ce chapitre au contrôle d'empilements constitués de couches d'épaisseurs optiques égales dans le visible. Mais étudions d'abord le cas d'une couche unique.

1) Une couche -

Le problème a déjà été évoqué ci-dessus.

a) Sans dispersion.

La dérivée $\left(\frac{\partial T}{\partial \lambda} \right)_{\lambda_0}$ s'annule lorsque l'épaisseur optique est multiple de $\lambda_0/4$.

b) En tenant compte de la dispersion, on observera un léger décalage des zéros de $\left(\frac{\partial T}{\partial \lambda} \right)_{\lambda_0}$. Lorsque l'épaisseur optique sera un multiple impair de $\lambda_0/4$

l'extremum de $T_{\lambda_0} = f(n_e)$ ne coïncidera plus exactement avec l'extremum

SULFURE DE ZINC

CRYOLITHE

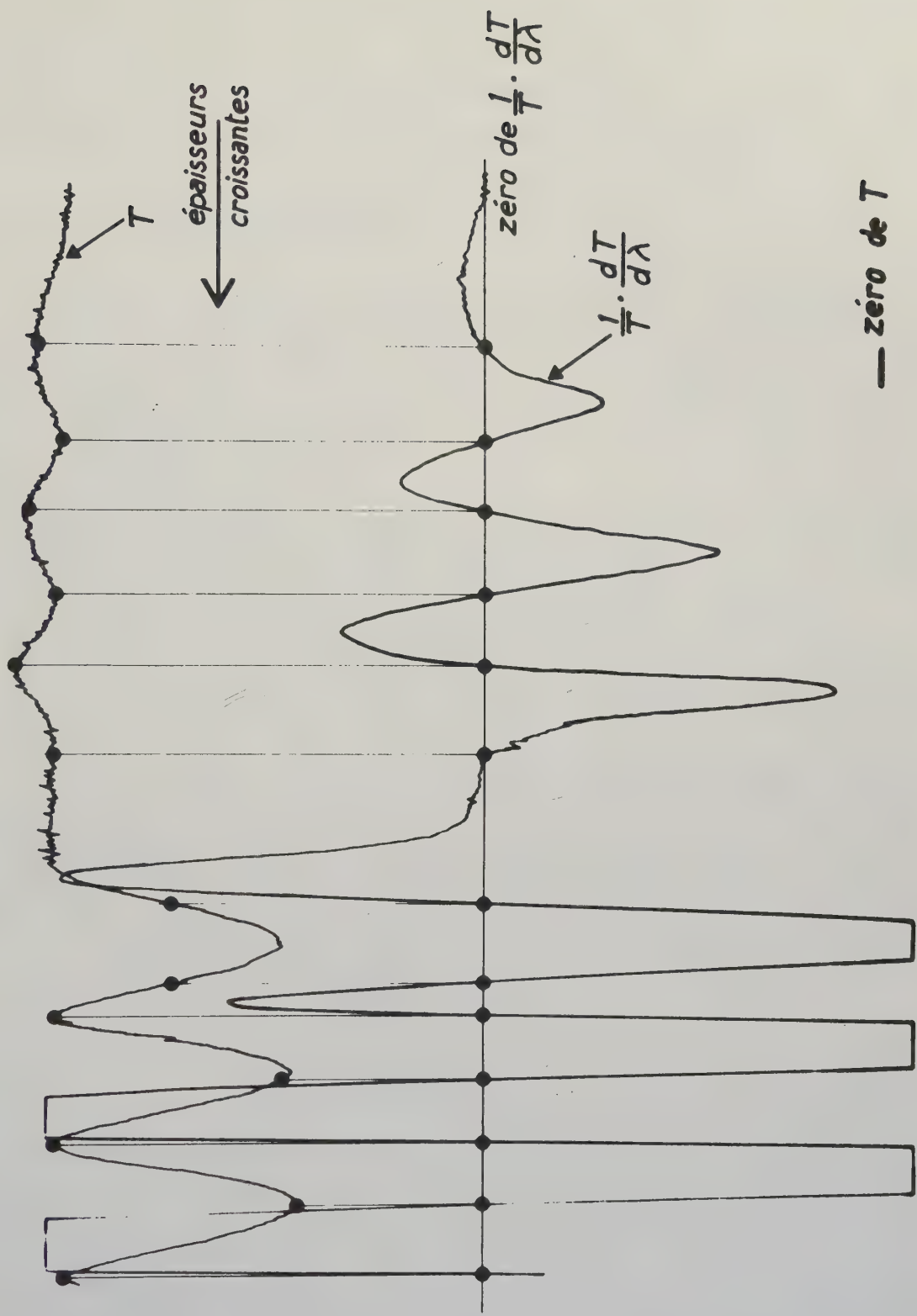


Fig. 23 Contrôle simultané de $T(\lambda_0)$ et de $\frac{1}{T} \left(\frac{dT}{d\lambda} \right)_{\lambda_0}$ pendant l'évaporation d'une couche de cryolithe d'épaisseur $6 \frac{\lambda_0}{2}$ puis d'une couche de SZn de même épaisseur optique.

de T en fonction de λ . Cependant l'erreur relative commise sur l'épaisseur décroît avec la valeur de k et le procédé de contrôle s'avère très satisfaisant. Dans le cas d'une épaisseur multiple de $\frac{\lambda_0}{2}$, rappelons la remarque d'ABELES : le contrôle n'est pas faussé par la dispersion.

2) Plusieurs couches alternées -

Etudions simplement un exemple. On veut déposer deux couches d'épaisseurs $6B - 6H$ sur un support en verre, la longueur d'onde de contrôle étant voisine de $5000 \text{ \AA}$. Sur la figure (23) on a porté le résultat obtenu en enregistrant simultanément la transmission $T(\lambda_0)$ et la dérivée $\left(\frac{\partial T}{\partial \lambda}\right)_{\lambda_0}$ pendant l'évaporation. On remarquera que :

- Le contrôle de l'épaisseur $6B$ ne pose pas de difficultés, le matériau de bas indice (cryolithe) ne présentant pas de dispersion ; les zéros de $\left(\frac{\partial T}{\partial \lambda}\right)_{\lambda_0}$ coïncident avec les extremums de T_{λ_0} observés pendant l'évaporation. Si l'épaisseur est un multiple entier $\lambda_0/2$, la transmission $T(\lambda_0)$ est égale à celle du verre nu ; lorsqu'on atteint l'épaisseur $6B$ on arrête l'évaporation.
- Lors de l'évaporation de la couche haut indice (sulfure de zinc), les zéros de $\frac{dT}{d\lambda}$ ne correspondent pas aux épaisseurs multiples de $\lambda_0/4$, sauf pour des multiples pairs. On observe même un zéro supplémentaire, car l'épaisseur optique $\lambda_0/2$ correspond au 3ème zéro observé et non au second. Au lieu d'être nulle pour l'épaisseur optique $\frac{\lambda_0}{4}$, la dérivée passe pratiquement par un extremum.

Il est donc nécessaire de chercher à expliquer les résultats obtenus : lorsque l'on effectue des contrôles d'empilements constitués de couches d'épaisseurs inégales mais multiples de $\lambda_0/4$ on peut constater des anomalies tout-à-fait semblables. L'intérêt du cas particulier choisi réside dans le fait que le nombre de couches est très réduit, donc les calculs seront simples.

Nous ne développerons pas ici le calcul complet, il suffit d'étudier la dérivée $\frac{\partial T}{\partial \lambda}$ (ou $\frac{\partial R}{\partial \lambda}$) en partant de l'expression du facteur de réflexion calculé pour un empilement constitué de deux couches et d'analyser comment varient $T(\lambda_0)$ et $\left(\frac{\partial T}{\partial \lambda}\right)_{\lambda_0}$ lorsque l'épaisseur optique de la 2ème couche croît de zéro à $6\lambda_0/4$.

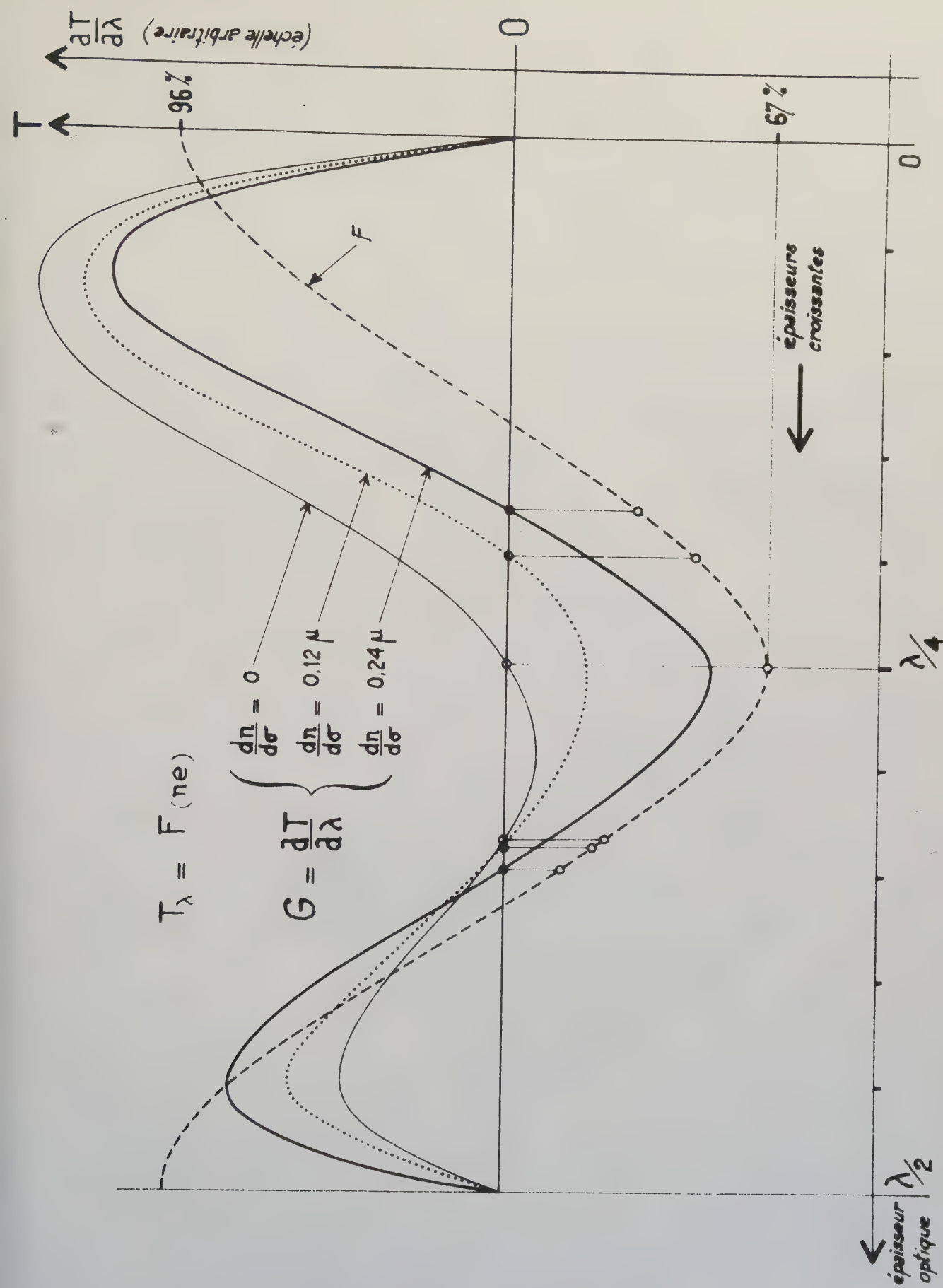


Fig. 24 Influence de la dispersion de l'indice de réfraction sur l'évolution de $(\frac{dT}{d\lambda})_\lambda$ pendant l'évaporation d'une couche de SZn déposée sur une couche de cryolithe d'épaisseur $6\frac{\lambda}{4}$.

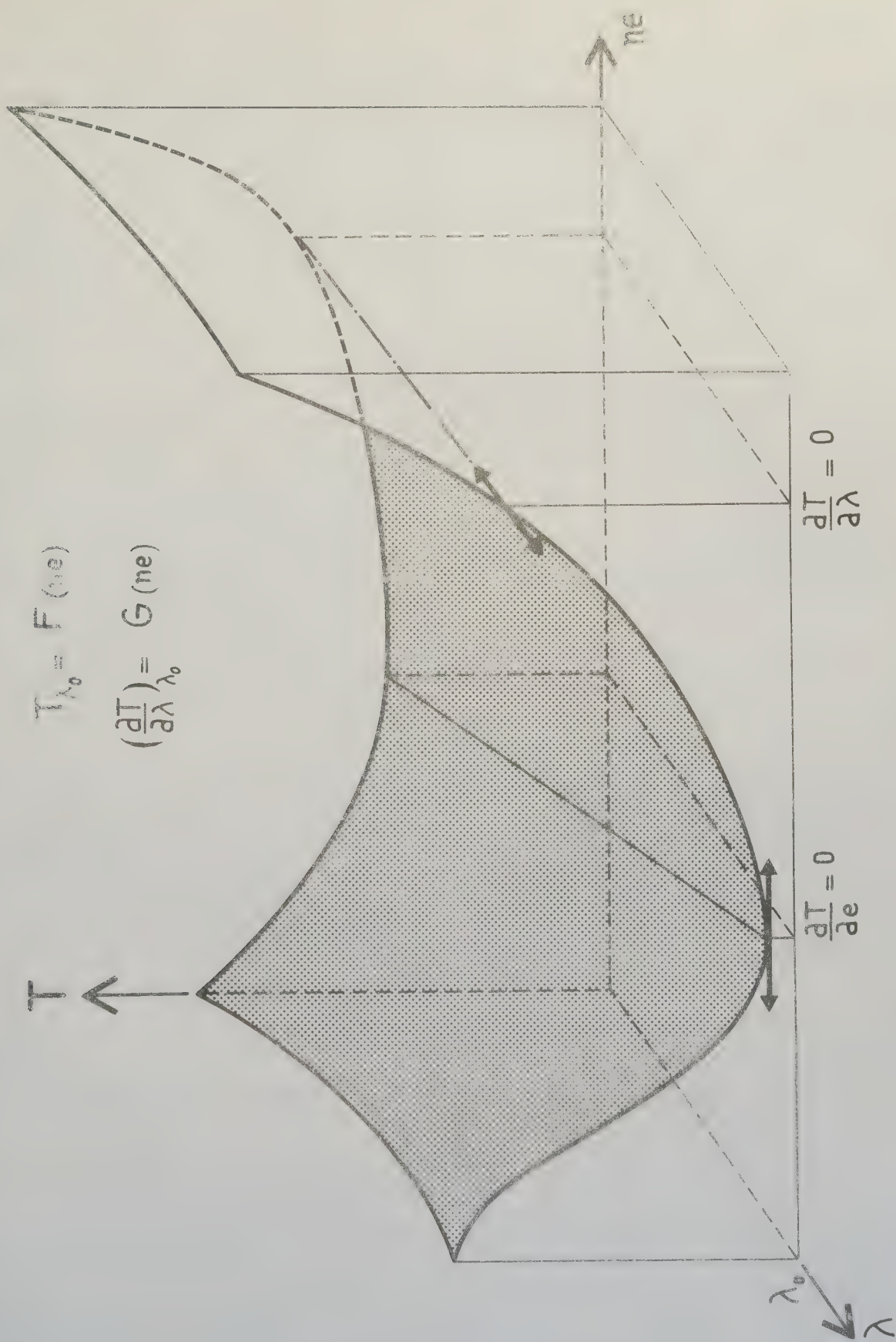


Fig. 25 Différence entre les zéros de $\left(\frac{dT}{d\lambda}\right)_{\lambda_0}$ et $\left(\frac{dT}{de}\right)_{\lambda_0}$

a) Sans dispersion.

Le calcul montre l'existence de zéros supplémentaires que nous appellerons "faux zéros" car ils doivent être "oubliés" si on veut effectuer le contrôle correct d'un nombre entier de $\lambda_0/4$. En effet si on mesure la transmission T pour la longueur d'onde λ_0 , on enregistre les variations des fonctions F et G telles que, pendant l'évaporation de $n_2 e_2$

$$T(\lambda_0) = F(n_2 e_2) \quad \text{et la dérivée} \quad \left(\frac{dT}{\partial \lambda} \right)_{\lambda_0} = G(n_2 e_2)$$

Pour des valeurs particulières de la variable $n_2 e_2$, on peut trouver que G s'annule, alors que la valeur correspondante de F ne présente pas de propriétés particulières (figure 24).

Mais on trouve que les extremums de F correspondent à des zéros de la fonction G ; ce résultat n'est plus exact si la dispersion n'est pas nulle.

b) En tenant compte de la dispersion.

- Les "faux zéros" sont légèrement décalés.
- Le calcul justifie complètement les résultats expérimentaux : le contrôle de couches d'épaisseurs multiples de $\lambda_0/4$ peut être considérablement faussé par la dispersion. On a porté sur la figure (24) la variation de F en fonction de l'épaisseur $n_2 e_2$, lorsque la couche passe de l'épaisseur zéro à $\frac{\lambda}{2}$. On a tracé également (en unités arbitraires) les variations relatives de la fonction G calculées pour diverses valeurs de la dispersion $\frac{dn_1}{d\sigma}$. La représentation dans l'espace de la surface $T(\lambda, ne)$ peut faciliter l'explication du décalage entre zéros de $\frac{\partial T}{\partial e}$ et $\frac{\partial T}{\partial \lambda}$ (figure 25).

E - Conclusion et remarques générales -

Le maximètre permet de contrôler avec une très grande précision, pendant l'évaporation, le dépôt de couches alternées d'épaisseurs optiques égales à $\lambda_0/4$; et ce malgré l'influence de la dispersion qui fausse sensiblement l'épaisseur des premières couches du revêtement. Par contre il apparaît que l'application de ce procédé de contrôle au cas de couches alternées d'épaisseurs multiples de $\lambda_0/4$

pose quelques difficultés. En tout cas son emploi n'est pas aussi simple que l'on pouvait l'espérer. Cependant si on connaît la dispersion de l'indice, un calcul préalable permettra d'étudier les " anomalies " que l'on rencontrera lors du contrôle.

Pour éliminer toute ambiguïté dans le contrôle de couches multiples de $\lambda_0/4$, il est préférable d'enregistrer simultanément $T(\lambda_0)$ et $(\frac{\partial T}{\partial \lambda})_{\lambda_0}$ pendant l'évaporation ; alors que si on se limite au cas de revêtements $\frac{\lambda_0}{4}$ classiques, le contrôle en $(\frac{\partial T}{\partial \lambda})_{\lambda_0}$ s'avère suffisant.

IV - 3 - PERFORMANCES DES APPAREILS DE CONTROLE ET QUALITE DES FILTRES REALISES -

Parmi les contrôles directs, on a considéré le choix entre deux solutions possibles : le repérage des extremums de T (ou le pointé des zéros de $\frac{\partial T}{\partial e}$ qui peut paraître plus précis) et le repérage des zéros de $\frac{\partial T}{\partial \lambda}$. De l'étude des performances de ces méthodes, on peut déduire un ordre de grandeur de la précision que l'on pourra atteindre sur le contrôle de chaque couche. Nous avons volontairement délaissé les procédés indirects, car il est préférable de suivre la formation de la couche sur le verre à traiter lui-même. Mais maintenant il faut considérer que les épaisseurs successives déposées ne sont pas parfaites, soit parce que l'appareil de mesure n'est pas un appareil idéal, soit plus simplement parce que l'expérimentateur n'a pas su arrêter à temps son évaporation. Supposons donc que l'épaisseur d'une des couches évaporées soit différente de l'épaisseur requise à cause d'une erreur systématique ou d'une erreur accidentelle. Si l'on utilisait un procédé de contrôle indirect, on pourrait s'arranger aisément pour qu'une erreur accidentelle n'entraîne pas d'erreurs sur le contrôle des couches suivantes. Dans ce cas, les erreurs commises sur chaque couche peuvent être considérées comme indépendantes. Par contre dans un procédé de contrôle direct, une erreur commise sur une couche, va fausser le contrôle des couches suivantes donc va entraîner toute une série d'erreurs sur chacune des couches. Dans le cas d'un contrôle direct les erreurs sont liées, et la relation qui lie ces erreurs entre elles dépend du procédé de contrôle utilisé.

Il est impossible de dire si l'ensemble des erreurs commises rendront le contrôle optique aberrant, ou si, par un heureux hasard, les épaisseurs déposées tendront à compenser l'influence des erreurs sur les premières couches. Dans le cas de revêtements $\lambda_0/4$, l'expérience prouve que le contrôle optique direct permet d'atteindre d'excellents résultats; il faut donc bien préciser ce point.

A - Simulation par le calcul d'un contrôle direct -

Il était très facile de chercher à adapter le programme OPTIPO à la simulation d'un contrôle. En particulier dans le cas du MAXIMETRE, on peut rechercher en tenant compte de la dispersion des indices, les épaisseurs effectivement déposées; C'est le calcul déjà effectué par ABELES. Mais en plus on pourra étudier la validité du procédé de contrôle direct en supposant des erreurs accidentelles sur les premières couches.

1) Programme TEL QUE -

Dans le cas d'un contrôle au maximètre la couche effectivement déposée a une épaisseur telle que $(\frac{\partial T}{\partial \lambda})$ soit nulle lorsque l'épaisseur requise est atteinte. On a donc modifié le programme OPTIPO de la manière suivante :

a) Les données sont les épaisseurs et les indices des couches successives que l'on désire déposer. Supposons le cas d'un revêtement classique $\frac{\lambda_0}{4}$ haut indice - bas indice alternés.

b) On définit comme fonction de mérite :

$$f = T(\lambda_0 + \Delta\lambda) - T(\lambda_0 - \Delta\lambda)$$

cette fonction est nulle lorsque $(\frac{\partial T}{\partial \lambda})_{\lambda_0} = 0$

c) Ce calcul ne comporte qu'un seul paramètre : l'épaisseur de la couche évaporée.

La première série d'itérations permet de calculer l'épaisseur optique $n_1 e_1$ telle que $(\frac{\partial T}{\partial \lambda})_{\lambda_0} = 0$. On sait que cette épaisseur diffère notablement

de l'épaisseur requise $\lambda_0/4$, si $\frac{dn_1}{d\lambda}$ n'est pas nulle.

- d) On considère maintenant que l'épaisseur de la première couche est non plus $\lambda_0/4$ mais $n_1 e_1$. On cherche alors la valeur du paramètre e_2 telle que $\left(\frac{\partial T}{\partial \lambda}\right)_{\lambda_0} = 0$ pour l'empilement constitué des couches $n_1 e_1$ et $n_2 e_2$. De proche en proche, on peut déterminer pour chaque couche les épaisseurs effectivement déposées. Dans la version TEL QUE, le calcul s'effectue automatiquement, les épaisseurs des couches sont déterminées les unes après les autres.
- En outre il est possible de modifier si on le désire l'épaisseur des couches pour simuler des erreurs accidentelles ; on peut ainsi étudier leur influence sur le contrôle effectué au maximètre.
- De même, on pourrait simuler un contrôle sur les extrêmes de T pendant l'évaporation en choisissant comme fonction de mérite $f = \left(\frac{\partial T}{\partial e}\right)_{\lambda_0}$.

2) Applications du programme TEL QUE -

Nous ne chercherons pas à développer plus avant les possibilités d'investigations apportées par ce programme sur le contrôle de couches optiques $\lambda_0/4$. On signalera cependant qu'il permet de résoudre les problèmes suivants :

- Calculer les épaisseurs effectivement déposées lors d'un contrôle au maximètre, si on connaît la dispersion de l'indice des matériaux utilisés.
- Etudier, en cas d'erreurs accidentelles sur une ou plusieurs couches, leurs incidences sur les couches suivantes pour les deux procédés de contrôle directs.
- Permettre le choix entre les procédés de contrôle $\frac{dT}{de} = 0$ ou $\frac{dT}{d\lambda} = 0$, si l'un des deux s'avérait susceptible de conduire à une meilleure solution.

Dans le cas d'empilements de couches $\frac{\lambda_0}{4}$ le contrôle optique direct est " stable " : une erreur commise sur la couche de rang i , entraîne pour les couches suivantes des variations d'épaisseurs par rapport aux épaisseurs requises, mais le contrôle optique reste possible et de plus les erreurs sont telles que leurs effets se compensent ; le résultat obtenu est meilleur que si les erreurs

sur les épaisseurs des couches suivantes étaient indépendantes. Un contrôle optique direct est donc parfaitement adapté à la réalisation de revêtements réflecteurs classiques. Ce travail a été développé par ailleurs [62], il devrait nous permettre d'étudier les difficultés de réalisation rencontrées lors de la fabrication des filtres interférentiels à bande étroite du type FABRY PEROT.

Pour comparer les performances des deux types de contrôle optique direct, il faudrait d'abord déterminer leur sensibilité respective. En particulier il faut étudier la vitesse de variation des deux grandeurs mesurées lorsque l'épaisseur de la couche évaporée croît : $\frac{d}{de} \left(\frac{\partial T}{\partial e} \right)$ et $\frac{d}{de} \left(\frac{\partial T}{\partial \lambda} \right)$. Ces grandeurs sont des caractéristiques de chaque couche et dépendent de la nature de l'empilement. Une analyse complète de ce problème dépasse largement le cadre de notre étude. Disons simplement que si on admet que les sensibilités sont égales, le contrôle sur les zéros de $\frac{dT}{de}$ semble préférable car, non seulement le contrôle est sensiblement plus " stable " mais encore la dispersion de l'indice n'intervient pas. Par contre, la mesure de la dérivée $\frac{\partial T}{\partial \lambda}$ ne pose pas de difficultés aussi capitales que la dérivation du signal par rapport au temps qui fournit $\frac{\partial T}{\partial e}$.

B - Tolérances admises -

Les performances limitées des appareils de contrôle peuvent donner lieu à des erreurs sur les épaisseurs des couches. La qualité des filtres, c'est-à-dire ici la différence entre filtre calculé et filtre réalisé expérimentalement, s'en trouve altérée. Mais la relation entre la qualité d'un filtre et les erreurs commises sur les épaisseurs, n'est pas simple. On sait que certaines couches sont particulièrement critiques, l'influence de l'erreur dépendant notablement du rang de la couche considéré. Par exemple dans le cas d'un filtre interférentiel à bande étroite du type FABRY PEROT ou d'un revêtement réflecteur classique $\lambda_0/4$, l'épaisseur de la couche médiane est la plus critique pour la localisation de la bande centrale.

Dans la mesure où l'on cherche à réaliser avec précision un filtre donné, de telles études préalables présentent un intérêt primordial. Dans les cas des revêtements réflecteurs classiques $\lambda_0/4$ et des filtres type FABRY PEROT de très nombreuses études sur ce sujet ont été publiées [67], [27], [5], [36], [58], [68]. Dans tous ces travaux, on considère le cas d'erreurs non liées, et très souvent on a limité les calculs au cas où seule une couche diffère de l'épaisseur théorique. Le développement de ces méthodes au cas où plusieurs couches sont entachées est plus difficile, surtout si l'importance relative de ces erreurs est grande : on ne peut plus considérer que leurs effets s'ajoutent directement [58]. L'utilisation des calculateurs électroniques rend ces calculs extrêmement aisés et l'on pourrait bien sûr imaginer toute une série de distributions possibles d'épaisseurs avec des erreurs aléatoires sur plusieurs couches. Mais on est très vite submergé par le nombre de résultats et leur exploitation devient très difficile. Puisqu'il devient possible de considérer que les épaisseurs ne sont pas indépendantes mais liées, on effectue un contrôle optique direct, il est bien sûr préférable d'en tenir compte dans ces calculs. Nous n'étudierons pas davantage ces problèmes; il nous suffira de nous rappeler que ces méthodes de calcul existent et qu'elles permettent d'analyser les causes des insuccès rencontrés lors des réalisations expérimentales.

IV - 4 - CONCLUSION -

Pour la réalisation d'empilements de couches d'épaisseurs optiques $\lambda_0/4$, nous avons étudié les divers procédés de contrôle utilisables pendant l'évaporation. Nous nous sommes particulièrement intéressés aux contrôles optiques directs, car ceux sur témoins, bien que souvent plus simples, sont source d'erreurs difficiles à éliminer. Pour le contrôle optique de couches $\lambda_0/4$, il est possible soit de repérer les extremums de $T(\lambda_0)$ soit les zéros de $\left(\frac{\partial T}{\partial \lambda}\right)_{\lambda_0}$ pendant l'évaporation. Dans les deux cas nous avons cherché les causes d'erreurs, en particulier l'influence de la dispersion de l'indice a du être étudiée en détail. Pour le contrôle d'épaisseurs multiples de $\lambda_0/4$, nous avons montré qu'un calcul préalable permettait d'éviter certaines erreurs dans l'interprétation des résultats expérimentaux. Lorsque l'on étudie un procédé de contrôle direct on s'aperçoit que les erreurs de mesure commises

sur les couches ne sont pas complètement indépendantes les unes des autres. Une erreur commise sur une couche peut fausser le contrôle des couches suivantes. Le cas des empilements $\lambda_0/4$ correspond à un cas particulièrement favorable, l'influence des erreurs induites est telle que leurs effets se compensent presque parfaitement.

Une erreur sur l'épaisseur des couches déposées peut avoir une importance plus ou moins grande, selon le type de filtre et selon le rang de la couche considérée. Lorsque l'on cherche à réaliser des revêtements réflecteurs multi-diélectriques $\lambda_0/4$, on ne s'intéresse en général qu'à la zone de longueurs d'ondes où le facteur de réflexion est élevé. Dans ce cas, on sait que les tolérances sont extrêmement larges et l'obtention de ces filtres ne pose pas de sérieuses difficultés. Par contre la réalisation de filtres interférentiels à bande étroite du type FABRY PEROT est beaucoup plus délicate et alors il devient nécessaire d'étudier soigneusement le problème posé par le contrôle. Lorsque les tolérances requises deviennent faibles, ce problème ne constitue pas la seule difficulté à résoudre. Il faut aussi réaliser des couches d'épaisseurs bien uniformes, sur toute leur surface [69], [36]. Nous étudierons ces difficultés dans le chapitre consacré aux problèmes technologiques posés par l'évaporation. Notre but est d'étudier maintenant dans quelle mesure il est possible de chercher l'application de ces méthodes optiques, pour permettre la réalisation d'empilements de couches d'épaisseurs quelconques.

C H A P I T R E V

APPLICATION DES PROCÉDES DE CONTRÔLE AU CAS D'EMPILEMENTS QUELCONQUES

Dans le chapitre précédent, nous nous sommes intéressés à différents procédés permettant le contrôle pendant l'évaporation. Nous chercherons maintenant à les appliquer au cas d'empilements constitués de couches d'épaisseurs inégales. Si l'utilisation des procédés de contrôle indirects peuvent paraître au premier abord beaucoup plus simples, il ne faut pas oublier leurs imperfections et devant les échecs expérimentaux rencontrés, nous avons cherché à conserver un contrôle optique direct.

V - 1 - PRINCIPAUX DISPOSITIFS UTILISABLES -

A - Contrôles optiques indirects -

Les méthodes optiques s'avèrent difficilement adaptables au contrôle de couches d'épaisseurs différentes de $\lambda_0/4$. En effet on ne peut plus utiliser directement le repérage des extremums de $T(\lambda_0)$ ($\frac{dT}{de} = 0$ ou $\frac{dT}{d\lambda} = 0$).

Théoriquement la solution la plus simple consisterait à effectuer des mesures de transmission. On peut même envisager de chercher la longueur d'onde la mieux adaptée pour réaliser ce contrôle avec le maximum de sensibilité. De plus ce contrôle pourrait être effectué directement sur le verre à traiter. Malheureusement, on sait combien il est difficile d'obtenir, avec une précision supérieure à 1%, des mesures absolues de transmission. Cette précision nous serait nécessaire pour arriver à obtenir, avec leurs performances théoriques, les filtres calculés. Il apparaît plus simple de chercher à utiliser un verre témoin, sur lequel on pourra se limiter à effectuer le repérage d'extrémums de T . Par exemple, pour utiliser le maximètre au contrôle indirect de couches d'épaisseurs quelconques, la méthode est la suivante :

1) Principe -

Nous avons cherché à développer ces méthodes de contrôle indirect, car elles sont très simples théoriquement et elles n'entraînent que quelques complications expérimentales. On place dans la cloche de l'évaporateur un verre témoin A qui servira pour le contrôle de l'évaporation et un verre B sur lequel on désire déposer une couche d'épaisseur optique ne. Un cache placé contre le verre B permet de le masquer à volonté pendant une partie de l'évaporation. On règle le maximètre sur une longueur d'onde λ à priori quelconque ; on règle ensuite le couteau pour annuler $\frac{dA}{d\lambda}$ pour cette longueur d'onde ; on évapore $q \lambda/4$ sur le verre témoin A (q étant un nombre entier) en masquant soigneusement le verre B. On change ensuite de longueur d'onde de contrôle (en réglant à nouveau le couteau) et on poursuit l'évaporation jusqu'à $p \frac{\lambda'}{4}$, en évaporant simultanément sur le verre témoin et sur la lame à traiter. On aura ainsi déposé une épaisseur optique : $ne = p \left(\frac{\lambda'}{4} \right) - q \left(\frac{\lambda}{4} \right)$ sur la lame à traiter. On dispose de quatre paramètres λ, λ', p et q ; ces deux derniers entiers. On peut donc non seulement donner à ne toute valeur imposée à l'avance, mais encore choisir trois des paramètres de telle façon que la sensibilité de la méthode soit maximale. Remarquons que si l'on connaît la dispersion de l'indice, il serait facile d'en tenir compte dans ce calcul.

2) Réglage du " couteau " -

Avant d'effectuer un dépôt sur le verre témoin, on règle le couteau de telle façon que $dA/d\lambda = 0$ pour la première longueur d'onde. Il faut ensuite pouvoir annuler $dA/d\lambda$ pour la longueur d'onde λ' . Le réglage pour la longueur d'onde λ' ne peut se faire à travers le verre témoin, qui a déjà reçu une couche d'épaisseur $q \lambda/4$. Il faut chercher à résoudre cette difficulté qui d'ailleurs se retrouvera lors d'un contrôle direct. A cet effet nous avons essayé plusieurs méthodes et nous verrons que l'on peut considérer maintenant ce problème comme bien résolu.

3) Résultats -

L'expérience montre que dans le cas d'un seul matériau et à condition que la surface du verre témoin et celle de la lame à traiter soient de même nature (par exemple qu'elles aient préalablement été recouvertes d'une couche) cette méthode donne des résultats satisfaisants. Mais si l'on évapore plusieurs substances, il faut disposer d'un nombre correspondant de verres témoins sur chacun desquels on doit déposer un seul matériau, alors qu'il faut les alterner sur la lame à traiter. Certains dépôts doivent donc, obligatoirement, être effectués sur des surfaces de nature différentes ; les résultats expérimentaux sont alors beaucoup moins bons. Pour remédier à cet inconvénient nous avons étudié la possibilité de contrôler le dépôt à travers la lame à traiter elle-même.

B - Contrôles directs -

1) Mesure sur T -

On a déjà, bien sûr, souligné la possibilité d'avoir recours à des mesures absolues de transmission ; dans ce cas une seule longueur d'onde de contrôle suffirait. Mais il est préférable pour chaque couche, de choisir la longueur d'onde la mieux adaptée. Dans certains cas on pourra même encore effectuer le repérage d'extremums de T.

2) Repérage des zéros de $(\frac{\partial T}{\partial \lambda})$ ou de $(\frac{\partial T}{\partial e})$ -

Pour effectuer le contrôle de la première couche à déposer sur le verre, le raisonnement et le calcul sont très simples. Supposons que l'on désire déposer une couche d'épaisseur optique $\underline{n_1 e_1}$. On déterminera (en tenant compte de la dispersion) la ou les longueurs d'onde $\Lambda_1, \Lambda_1' \dots$ pour laquelle (ou pour lesquelles) $(\frac{\partial T}{\partial \lambda})_{\Lambda_1}$ s'annule, lorsque la couche atteint l'épaisseur désirée. On peut également réaliser le même genre de calcul pour les zéros de $\frac{dT}{de}$. (Remarquons que, si on néglige la dispersion, on aurait $n_1 e_1 = \frac{\Lambda_1}{4} = \frac{\Lambda_1'}{2} \dots$ etc...). Ensuite il faut savoir combien de fois, au

cours de l'évaporation de la couche , $\frac{\partial T}{\partial \lambda}$ soit s'annuler. Si les conditions expérimentales le permettent, en particulier si la valeur de $n_1 e_1$ n'est pas trop petite pour conduire à des valeurs de Λ_1 compatibles avec la sensibilité spectrale de l'appareil, il est aisé d'effectuer avec une très bonne précision le contrôle de cette première couche.

On désire maintenant contrôler le dépôt d'une couche d'épaisseur $n_2 e_2$; le calcul effectué en supposant la première couche réalisée très exactement permettra de déterminer la ou les longueurs d'onde $\Lambda_2, \Lambda'_2 \dots$ pour lesquelles $(\frac{\partial T}{\partial \lambda})_{\Lambda_2}$, s'annule avec changement de signe lorsque l'épaisseur requise $n_2 e_2$ est atteinte. On déterminera la longueur d'onde qui sera utilisée pour effectuer le contrôle en la choisissant parmi les valeurs trouvées. On notera également combien de fois au cours de l'évaporation $\frac{\partial T}{\partial \lambda}$ soit s'annuler.

Par le calcul, on établira ainsi couche par couche le programme de réalisation de l'empilement complet.

N'oublions pas ici que si le contrôle sur $\frac{dT}{d\lambda}$ s'avérait dans certains cas trop délicat, on pourrait, malgré les difficultés déjà signalées, envisager d'effectuer le contrôle et l'arrêt de l'évaporation sur un extremum de T ($\frac{\partial T}{\partial e} = 0$) : un calcul analogue au précédent permettrait de déterminer pour la couche de rang i , les longueurs d'onde $\Lambda_i^*, \Lambda_i'^*$, telles que $(\frac{\partial T}{\partial e})_{\Lambda_i^*}$ s'annule lorsque l'épaisseur atteint la valeur requise $n_i e_i$. Dans nos notations, nous garderons une astérisque pour bien rappeler que, si l'on utilise de telles longueurs d'onde de contrôle, il faudra arrêter le dépôt de la couche lorsque l'on observe pendant l'évaporation le passage de la transmission $T(\Lambda_i^*)$ par l'extremum requis.

L'adaptation des procédés de contrôle optique à la réalisation d'empilements de couches d'épaisseurs quelconques pose donc toute une série de problèmes tant du point de vue du calcul, que du point de vue de la mise en oeuvre expérimentale. Tel sera maintenant le but de notre étude.

V - 2 - LE MAXIMETRE A "COUTEAU ELECTRONIQUE " -

On pourra trouver une analyse de toutes les difficultés introduites par l'adaptation du maximètre au contrôle de couches d'épaisseurs quelconques dans ma thèse de 3ème cycle, où le problème posé consistait à contrôler le dépôt de surépaisseurs sur un revêtement réflecteur classique [70], [71]. Dans ce cas particulier, le calcul préalable était relativement simple, d'autant plus que nous avons négligé la dispersion des matériaux. Quoi qu'il en soit, la sensibilité du procédé de mesure était telle que nous étions vivement tentés de chercher à l'utiliser pour permettre la réalisation d'empilements de couches d'épaisseurs quelconques. Dans ce domaine les premiers essais ont été réalisés par BADOUAL [28], [48], [49], qui, grâce au simulateur qu'il venait de mettre au point, disposait non seulement de formules nouvelles (revêtement 5 et 7 couches), mais aussi de la possibilité d'effectuer tous les calculs préalables nécessaires à la mise au point du programme de contrôle.

L'expérience a alors montré que le contrôle au maximètre devait être délaissé dans bien des cas, et les revêtements 5 et 7 couches ont été réalisés en effectuant pour la plupart des couches des mesures absolues de transmission, la réalisation expérimentale étant beaucoup plus simple. Si on recherche la cause de ces difficultés on trouve deux raisons bien différentes. D'abord l'instabilité de l'appareillage de mesure, qui rendait le pointé des zéros très imprécis, l'interprétation des variations observées étant d'autant plus délicate que nous ne disposions pas d'un contrôle simultané de T et de $\frac{dT}{d\lambda}$. En outre, l'utilisation du calculateur analogique, ne permettait pas aisément de tenir compte de la dispersion de l'indice dans l'établissement du programme d'évaporation. Nous nous sommes alors tout spécialement attachés à la mise au point d'un appareillage de mesure bien adapté aux difficultés introduites par le problème des couches d'épaisseurs quelconques. Ce travail qui a été effectué à la Faculté des Sciences de CAEN, grâce à une très étroite collaboration avec BADOUAL, a fait l'objet d'une publication détaillée [70]. Nous nous limiterons ici à une description très sommaire, en ne soulignant que les points nécessaires au développement de notre étude.

A - Principe -

On a cherché à réaliser un appareillage permettant la mesure simultanée de T et $\frac{1}{T} \frac{dT}{d\lambda}$ avec la possibilité de changer la longueur d'onde de contrôle, pour chaque couche.

Il est donc nécessaire de reprendre l'étude du principe du maximètre ; en particulier, dans l'appareil de GIACOMO il n'est pas possible d'effectuer une mesure de T si l'on conserve le principe de l'asservissement de la haute tension du photomultiplicateur pour multiplier par $\frac{1}{T}$ le signal $\frac{dT}{d\lambda}$. Pour pouvoir effectuer des mesures directes précises sur T , il est préférable d'employer une méthode de détection synchrone. On est donc conduit à réaliser un appareil à deux modulations : une modulation en intensité pour la mesure de T et une modulation en longueur d'onde pour extraire un signal proportionnel à $dT/d\lambda$. Le faisceau est modulé en intensité à la fréquence Ω à l'aide d'un disque tournant : soient $A(\lambda)$ la réponse à vide de l'appareil et $T(\lambda)$ la transmission de l'empilement dont on veut contrôler l'épaisseur ; on obtient à la sortie du récepteur un signal d'amplitude proportionnelle à AT à la fréquence Ω qui fournit après calibrage de T pour la longueur d'onde considérée une mesure de T en cours d'évaporation.

Simultanément la longueur d'onde de la lumière émise est légèrement modulée autour de λ à l'aide d'un miroir vibrant à la fréquence ω , incorporé dans le monochromateur. Si $\Delta\lambda$ est l'amplitude de l'excursion en longueur d'onde, cette modulation fournit donc à la sortie du récepteur un signal de fréquence ω , d'amplitude proportionnelle à $\frac{d(AT)}{d\lambda} \Delta\lambda$. En outre le signal AT est utilisé pour déduire du signal $\frac{d(AT)}{d\lambda}$ la caractéristique $\frac{1}{T} \frac{dT}{d\lambda}$ intéressant le contrôle de l'empilement. Le signal AT asservit le gain d'un amplificateur à être proportionnel à $\frac{1}{AT}$. Après amplification le signal de pulsation ω a une amplitude proportionnelle à :

$$\frac{1}{AT} \frac{d(AT)}{d\lambda} \Delta\lambda = \frac{1}{A} \frac{dA}{d\lambda} \Delta\lambda + \frac{1}{T} \frac{dT}{d\lambda} \Delta\lambda$$

Les variations de ce signal nous renseignent sur les variations de $\frac{1}{T} \frac{dT}{d\lambda}$. Un tarage permet d'annuler le signal "à vide" $\frac{1}{A} \frac{dA}{d\lambda} \Delta\lambda$, correspondant à la réponse de l'appareil avant l'évaporation, en vue d'utiliser les zéros de $\left(\frac{1}{T} \frac{dT}{d\lambda}\right)$. Ce tarage a reçu le nom, pour bien le distinguer du procédé utilisé par GIACOMO, de "couteau électronique".

Les deux conditions imposées au départ sont remplies, mais il est important de bien remarquer la complexité de l'appareil réalisé pour les résoudre et surtout de souligner les servitudes entraînées. Cette étude est d'autant plus importante qu'elle sera nécessaire pour la recherche des erreurs systématiques introduites par l'appareil de contrôle.

B - Progrès et servitudes du maximètre à couteau électronique -

Rappelons que dans l'appareil de GIACOMO, l'annulation du signal "à vide" $\frac{1}{A} \frac{dA}{d\lambda}$ était effectuée avant l'évaporation grâce au réglage mécanique du "couteau". Un changement de longueur d'onde en cours de travail nécessitait de repérer ce réglage à l'avance, pour chaque longueur d'onde et de le reproduire le moment venu. Comme ceci s'avérait difficile à réaliser mécaniquement avec une reproductibilitésuffisante, il nous a paru préférable d'apporter une solution électrique à ce problème. Cette solution était d'ailleurs d'autant plus simple, que le signal de compensation devait être un signal continu de signe approprié, pour assurer la mise à zéro à la sortie du détecteur synchrone. L'existence de cette tension de compensation entraîne cependant des servitudes. En particulier, au lieu d'annuler $\frac{dA}{d\lambda}$, on doit compenser une grandeur proportionnelle à $\frac{1}{A} \frac{dA}{d\lambda} \Delta\lambda$. Il faut donc que l'excursion en longueur d'onde, $\Delta\lambda$ soit constante. On a jugé utile, en même temps que l'on réglait l'amplitude du miroir vibrant, de la rendre variable et repérable. En outre, il a fallu réaliser une compensation de $\frac{1}{A} \frac{dA}{d\lambda}$ qui soit très stable ; il est difficile d'assurer cette compensation électrique à mieux que 1%, et on peut considérer, en effet, que la méthode du couteau mécanique assure plus facilement cette stabilité. Cependant l'expérience nous a montré que notre solution électronique pouvait être considérée comme très satisfaisante ; il faut bien souligner surtout, que le repérage du zéro de $\frac{1}{A} \frac{dA}{d\lambda}$ pour chaque longueur d'onde est très facile.

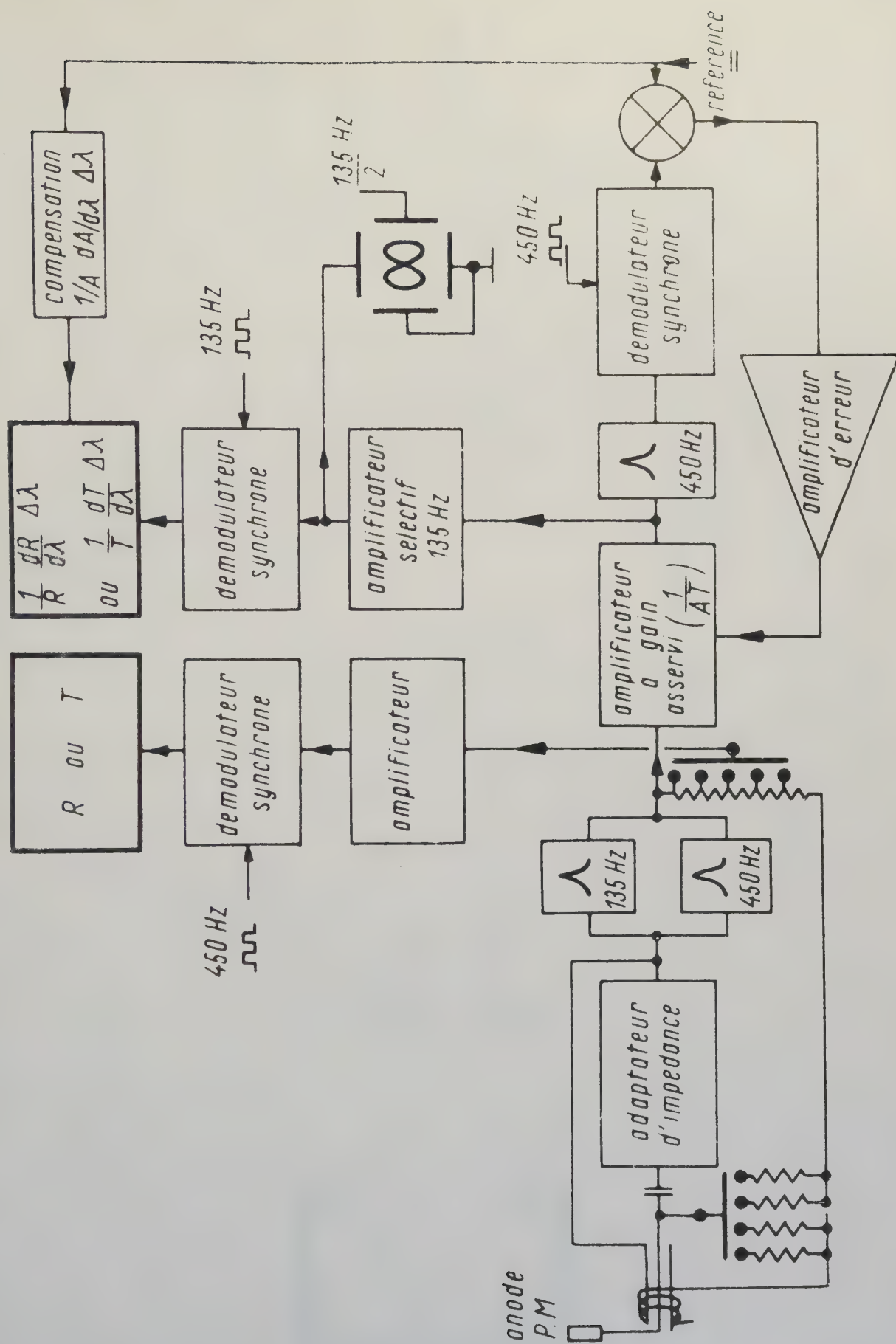


Fig. 26

Schéma de principe

MAXIMÈTRE A COUTEAU ELECTRONIQUE

entretien des
oscillations

asservissement de l'amplitude
du miroir vibrant

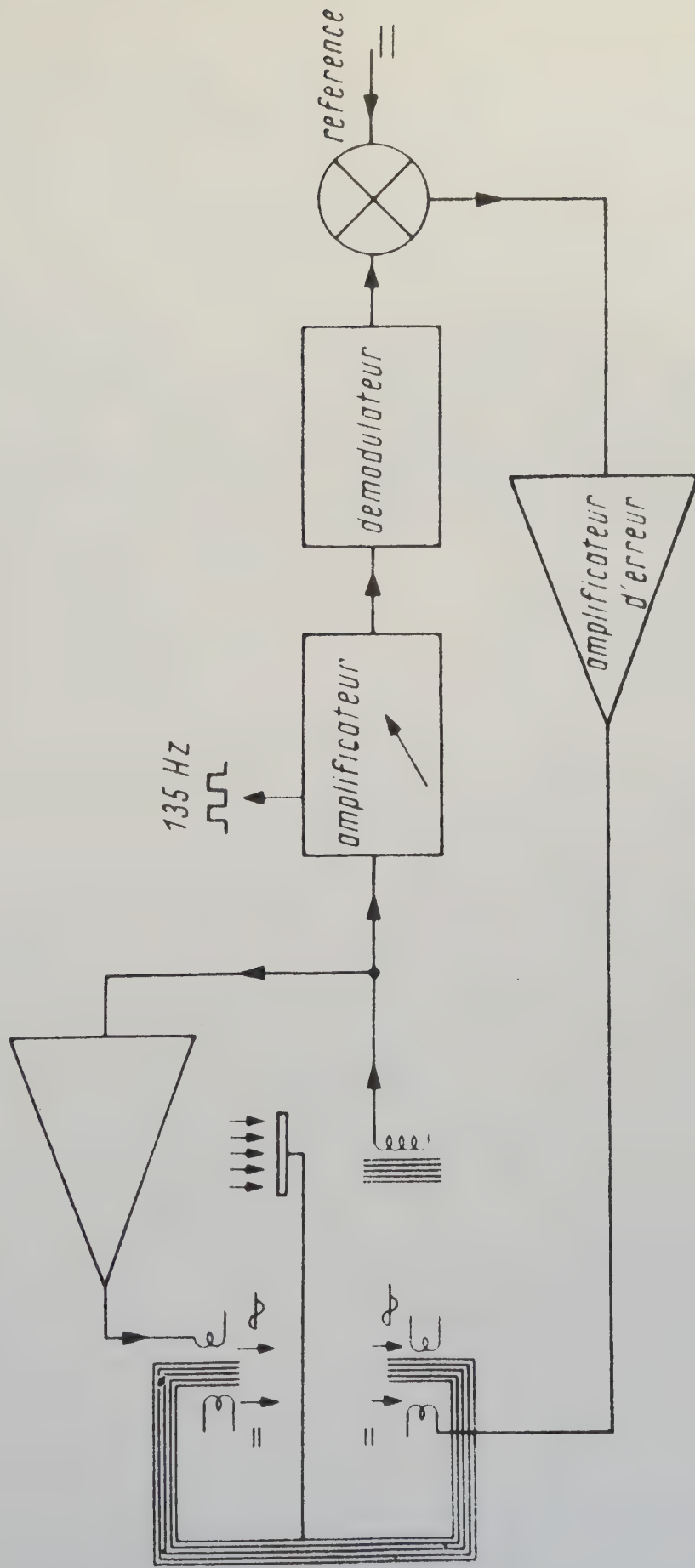


Fig. 27 Vibreur asservi

- MAXIMÈTRE À COUPEAU ÉLECTRONIQUE -

Depuis ce travail, d'autres méthodes de compensation ont été proposées [65], [73]; elles sont intéressantes dans la mesure où elles permettent de résoudre cette difficulté, sans trop compliquer la mise en oeuvre expérimentale. L'expérience seule permettra d'étudier leurs avantages respectifs.

C - Conclusion -

Ainsi conçu, l'appareil permet de suivre simultanément les variations de T et de $\frac{1}{T} \frac{dT}{d\lambda}$ d'un empilement de couches. Le calcul préalable permettra de déterminer les longueurs d'onde de contrôle. Il suffit de repérer à l'avance pour ces longueurs d'onde sur le verre nu, la valeur de A et la tension nécessaire pour compenser $\frac{1}{A} \frac{dA}{d\lambda} \Delta\lambda$.

On a déjà, à l'occasion de l'étude des " faux " zéros (figure (23)), présenté un exemple de contrôle simultané de T et $\frac{1}{T} \frac{dT}{d\lambda}$.

Les figures (26) et (27) donnent le schéma de principe du maximètre à couteau électronique ; la photographie (28) représente l'appareil monté sur un évaporateur.

V - 3 - CONCLUSION -

Le problème posé par la réalisation d'empilements de couches d'épaisseurs quelconques est donc sensiblement plus complexe que le contrôle de couches d'épaisseurs égales. Nous avons vu qu'il fallait d'abord préparer par un calcul préalable le contrôle qu'il faudra suivre pas à pas pendant l'évaporation. Dans le cas d'empilements classiques, le résultat de ce calcul était bien connu et l'on pouvait s'en dispenser.

Enfin, pour réaliser un contrôle précis, il est nécessaire de pouvoir choisir pour chaque couche le type et la longueur d'onde de contrôle les mieux adaptés possibles: l'appareil de contrôle devait nous offrir cette possibilité de choix.

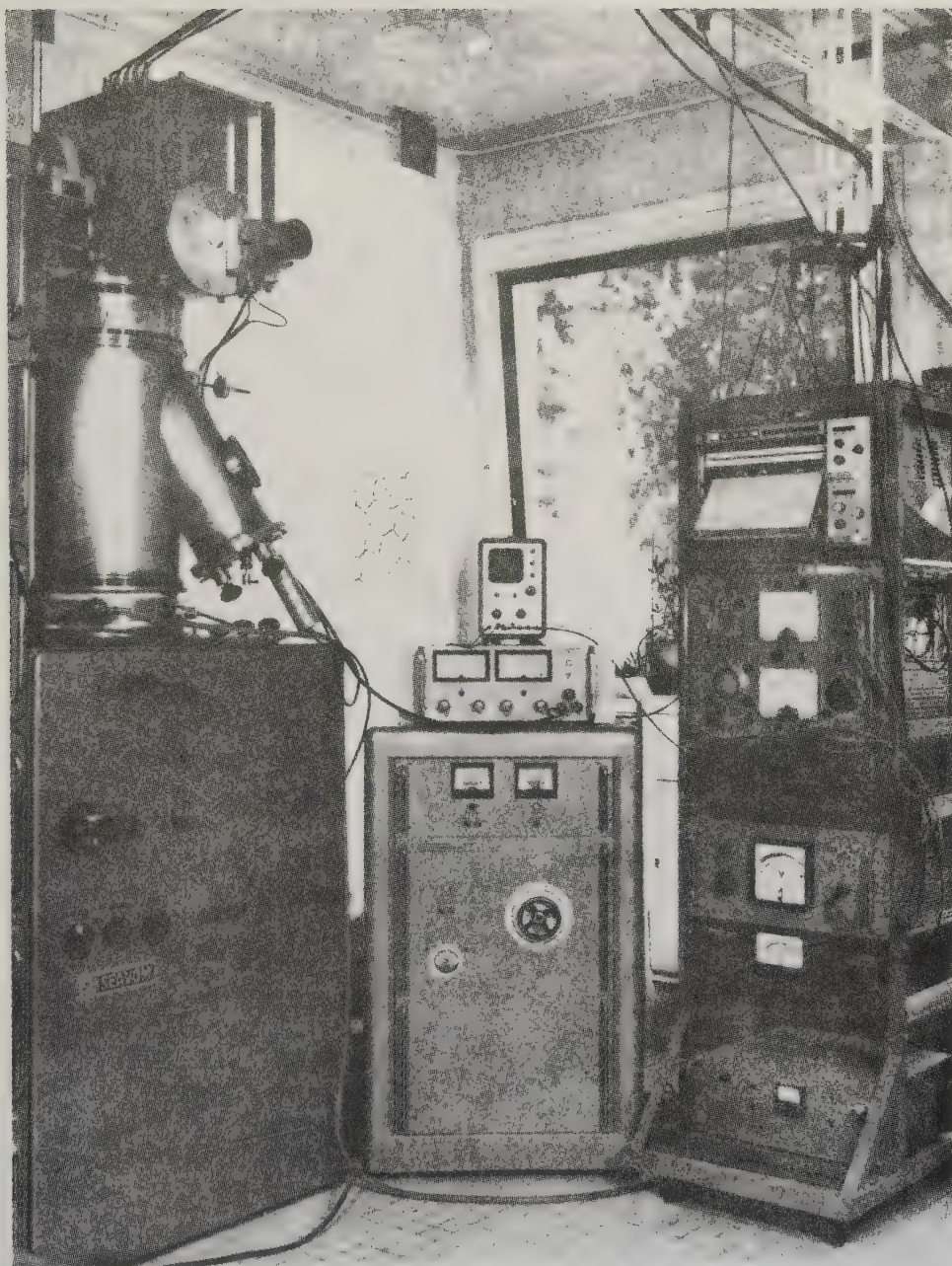


Fig. 28

- Vue d'ensemble de l'appareillage -

Les problèmes de principe sont résolus. Les causes d'erreurs sont les mêmes que pour les empilements classiques. Nous ne savons rien des tolérances, sinon qu'elles ont toutes chances d'être beaucoup plus faibles. Nous nous attacherons maintenant à résoudre les difficultés expérimentales rencontrées. Nous verrons que l'emploi du calculateur sera encore nécessaire pour nous permettre de résoudre nos problèmes expérimentaux.

CHAPITRE VI

ETUDE PRELIMINAIRE DU CONTROLE

La réalisation expérimentale pose toute une série de problèmes qu'il faudra résoudre, si l'on veut obtenir des filtres présentant des performances voisines des filtres calculés. Pour simplifier notre tâche, dans la "synthèse", nous nous sommes limités à des indices effectivement disponibles, en les supposant bien déterminés. De même, il nous faudra encore supposer que notre appareil de contrôle des épaisseurs optiques est un appareil parfait. On pourra alors étudier la préparation d'un programme de contrôle pour réaliser le filtre désiré. Le calculateur nous permettra de résoudre aisément ce problème. Mais, malgré toutes ces hypothèses, l'expérience ne pourra être conforme au calcul que si les paramètres utilisés dans les calculs (les indices) correspondent bien aux valeurs expérimentales ; et si les épaisseurs déposées sont bien égales à celles fixées dans les calculs. Pour résoudre ces deux difficultés il faudra, par le calcul bien étudier le principe du contrôle, et simuler l'expérience. Nous allons dans ce chapitre décrire comment, grâce à l'emploi systématique du calculateur, on peut par des recherches successives atteindre ces deux objectifs. On pourra alors considérer que tous les problèmes sont théoriquement résolus : il restera les difficultés expérimentales.

VI - 1 - PREPARATION D'UN PROGRAMME DE CONTROLE -

A - Programme AUTNIF (automatique, normal incidence film) -

Nous disposons d'un appareil permettant la mesure simultanée de T et $\frac{1}{T} \frac{dT}{d\lambda}$. Pour réaliser un empilement donné, par un calcul préalable on doit déterminer pour chaque couche $n_i e_i$, la longueur d'onde de contrôle qui sera utilisée. On recherchera la possibilité d'effectuer un contrôle de zéro de $\frac{dT}{d\lambda}$, car ce procédé est souvent de beaucoup le plus sensible. Les mesures absolues de T

sont trop imprécises, et le repérage des extremums de T pendant l'évaporation ($\frac{dT}{de} = 0$) sont très difficiles à réaliser avec la précision voulue.

Un programme (AUT NIF) permet de simuler par le calcul l'évaporation. Nous ne détaillerons pas ce programme : c'est le programme N I T F P dans lequel les épaisseurs des couches successives augmentent automatiquement jusqu'à la valeur désirée. Pour effectuer le contrôle de chaque couche, le calculateur donne les valeurs des longueurs d'onde λ_i possibles et le détail de l'évolution des grandeurs mesurables T et $\frac{dT}{d\lambda}$ pendant l'évaporation de la couche.

En particulier pour chaque λ_i .

1) Au début de la formation de la couche ($e_i = 0$).

- Valeur de T
- Le signe de $\frac{dT}{d\lambda}$ et son amplitude relative.

2) Pendant la formation de la couche (e_i de 0 à la valeur requise)

- Variation de T ; en particulier passages par des extremums, si le cas se présente.
- Variation de $\frac{dT}{d\lambda}$; en particulier, il faut savoir à l'avance combien de fois cette dérivée doit s'annuler avant d'atteindre l'épaisseur voulue.

3) Sensibilité de la mesure en $\frac{dT}{d\lambda}$ (lorsque l'on atteint l'épaisseur requise).

La grandeur $\frac{d}{de} \left(\frac{dT}{d\lambda} \right)$ caractérise la sensibilité de la mesure. Pour la longueur d'onde λ_i , lorsque l'épaisseur optique atteint la valeur requise $n_i e_i$, la dérivée $\frac{dT}{d\lambda}$ doit s'annuler. Le repérage du zéro sera facile et précis, si on peut observer non seulement un changement de signe mais aussi une variation rapide à l'approche de l'épaisseur voulue. Cette grandeur constituera donc un élément déterminant dans le choix de la longueur d'onde la mieux adaptée au contrôle.

B - Choix des longueurs d'onde de contrôle -

Nos travaux de synthèse ont porté sur des revêtements réflecteurs à large bande, utilisables dans le visible. On remarquera que les épaisseurs des couches calculées et tout particulièrement, des premières couches, correspondant à des

épaisseurs optiques $\lambda/4$, λ étant une longueur d'onde du domaine visible. On aura donc la possibilité d'effectuer un contrôle au maximètre même pour les premières couches. Pour les suivantes on aura, en général, le choix entre plusieurs longueurs d'onde de contrôle. Il est nécessaire de bien définir les critères devant guider ce choix. Nous avons limité les calculs de AUT NIF au domaine spectral 4000 - 8000 Å.

1) Domaine spectral.

Il est bien évident que l'on aura tout d'abord intérêt à choisir une longueur d'onde de contrôle dans le domaine spectral où la sensibilité de l'appareil de mesure est optimum. L'étendue de ce domaine dépend de nombreux facteurs, en particulier du récepteur utilisé et de la source de lumière blanche. La réponse de l'appareillage optique nous incite, dans la mesure du possible, à limiter le domaine spectral à l'intervalle 4300 - 7200 Å.

2) Sensibilité de la mesure au maximètre.

Il suffira de comparer les sensibilités respectives pour les diverses longueurs d'onde possibles. Pendant la formation de la couche, les variations relatives du signal $\frac{dT}{d\lambda}$ ne doivent pas être trop faibles.

3) Il est intéressant de choisir une longueur d'onde pour laquelle la transmission T varie fortement pendant l'évaporation de la couche. Le but n'est pas d'effectuer des mesures absolues de transmission, mais de permettre de s'assurer aisément que l'expérience est en bon accord avec le calcul. Il est facile et intéressant si l'occasion se présente, de pouvoir observer le passage par un extremum de transmission. Le contrôle sur T est ici destiné à permettre une vérification, test de la bonne qualité du résultat obtenu.

Dans la suite de ce travail, nous serons amenés à faire appel à d'autres critères, liés aux propriétés intrinsèques de l'empilement, ou même aux valeurs des indices des matériaux utilisés. Mais il est difficile de faire intervenir ces critères dans les calculs. L'expérience permet finalement de guider les choix qui peuvent rester en suspens après l'étude préliminaire.

Pour le moment nous supposerons donc que le calcul préalable a permis de déterminer pour chaque couche $n_i e_i$, la longueur d'onde de contrôle Λ_i qui sera utilisée. Le calcul nous a également permis de déterminer comment doit évoluer la transmission $T(\Lambda_i)$ et sa dérivée $(\frac{dT}{d\Lambda})_{\Lambda_i}$. L'épaisseur requise est théoriquement obtenue lorsque $(\frac{dT}{d\Lambda})_{\Lambda_i}$ s'annule.

La réalisation expérimentale ne pourra suivre exactement le programme de contrôle que si :

- On connaît exactement les indices des matériaux évaporés.
- Chaque couche antérieure de l'empilement a exactement la valeur requise.

Ce sont ces deux points qui retiendront tout d'abord notre attention.

VI - 2 - INDICES DE REFRACTION -

Si, en général le profil spectral d'un empilement est peu affecté par une légère variation des indices, par contre le principe du contrôle optique nécessite la connaissance de l'indice des matériaux. On sait que les valeurs des indices de matériaux en couches minces peuvent présenter des variations de quelques pour cent en fonction de paramètres difficilement contrôlables (Atmosphère résiduelle, pression, température ...).

Il sera nécessaire d'étudier dans quelle mesure on est capable de résoudre ces difficultés.

Dans le cas simple de couches $\lambda_0/4$ nous avons détaillé le calcul - en particulier les résultats établis par ABELES - pour montrer l'importance de la dispersion. Le principe du contrôle utilisé portant sur la mesure de $\frac{dT}{d\Lambda}$ nécessite la connaissance non seulement de l'indice des matériaux mais encore de leur dispersion. Cette remarque est fondamentale ; le gain en sensibilité apporté par une mesure sur $\frac{dT}{d\Lambda}$, par rapport à une mesure directe sur T entraîne une servitude considérable ; elle exige la connaissance de la dispersion de l'indice c'est-à-dire $\frac{dn}{d\Lambda}$. Nous essaierons de bien montrer dans quelle mesure une erreur sur les valeurs de n et de $\frac{dn}{d\Lambda}$ peut détériorer la qualité des résultats obtenus.

Dans le cas d'épaisseurs optiques quelconques, il ne nous sera pas possible de donner une formulation mathématique simple : chaque cas constituera un cas particulier qu'il faudra traiter par le calcul. Puis nous montrerons comment on peut chercher à déterminer expérimentalement les indices des couches réalisées.

A - Conséquence d'une imprécision sur la valeur de l'indice et de la dispersion -

On traitera ce problème à l'aide d'un exemple : on limitera le raisonnement au cas d'un empilement de 3 couches pour simplifier l'exposé.

On ne connaît qu'approximativement les valeurs des indices ; théoriquement à l'aide de ces valeurs, on a "synthétisé" un empilement. On doit déposer les épaisseurs e_1 , e_2 , e_3 .

On a supposé comme indices respectifs n_1 , n_2 , n_3 .

Or les valeurs réelles N_1 , N_2 , N_3 des indices sont inconnues. Nous savons seulement que $N_1 \approx n_1$, $N_2 \approx n_2$ Si l'on déposait effectivement les épaisseurs e_1 , e_2 , e_3 on aurait un profil spectral $T(N_i e_i)$ qui serait relativement peu différent du profil calculé $T(n_i e_i)$. Mais l'incertitude sur les valeurs des indices va se répercuter sur le contrôle et par suite sur les épaisseurs des couches. En effet en utilisant les longueurs d'onde de contrôle Λ_1 , Λ_2 , Λ_3 on va déposer des épaisseurs E_1 , E_2 , E_3 telles que : $\frac{dT}{d\lambda}$ soit nulle pour ces longueurs d'onde ; c'est-à-dire :

- L'épaisseur E_1 est telle que l'ensemble :
Support $(N_1 E_1)$ donne $\left(\frac{dT}{d\lambda} \right)_{\Lambda_1} = 0$
- L'épaisseur E_2 est telle que :
Support $(N_1 E_1) (N_2 E_2)$ donne $\left(\frac{dT}{d\lambda} \right)_{\Lambda_2} = 0$
- L'épaisseur E_3 est telle que :
Support $(N_1 E_1) (N_2 E_2) (N_3 E_3)$ donne $\left(\frac{dT}{d\lambda} \right)_{\Lambda_3} = 0$

Le profil spectral obtenu $T(N_i E_i)$ peut être alors très éloigné du profil attendu $T(n_i e_i)$. Non seulement les valeurs des indices ne sont pas exactes, mais surtout les épaisseurs déposées sont différentes de celles désirées ; en outre, les erreurs étant liées, le contrôle risque de devenir très vite impossible.

Il était donc nécessaire de déterminer le plus exactement possible les valeurs des indices.

B - Détermination expérimentale de la valeur des indices -

1) Principe -

Le problème consiste à déterminer l'indice des couches réalisées. Il fallait effectuer cette mesure " in situ " dans le vide même ayant servi à la préparation. On sait que même sous vide [48] les couches de cryolithe se détériorent rapidement ; nous ne pourrions effectuer des mesures que sur un empilement terminé par une couche de sulfure de zinc.

Nous allons montrer qu'il est possible de déterminer l'indice des couches déposées en utilisant l'appareil de contrôle, et en cherchant à ajuster les indices dans les calculs pour obtenir le meilleur accord possible entre l'expérience et le calcul théorique.

Dans une première approximation, les matériaux utilisés étant des matériaux haut indice - bas indice alternés, il est commode de poser ;

$$n_1 = n_3 = \dots\dots\dots$$

$$n_2 = n_4 = \dots\dots\dots$$

Ce qui suppose que l'indice du matériau ne dépend pas du support sur lequel il est déposé, et que l'indice n'est pas fonction de l'épaisseur de la couche. Il est possible de déterminer n_1 et n_2 par une série d'expériences systématiques dont le principe est le suivant :

On commence par choisir un jeu de valeurs $n_1, n_2 (e_1, e_2 \dots)$. Le calcul donne les longueurs d'onde de contrôle et le profil spectral théorique. On réalise le filtre et on compare les profils obtenus. Si l'accord n'est pas

satisfaisant, on ajuste les valeurs de n_1 et n_2 en conservant les mêmes épaisseurs. On obtient un second profil spectral, mais aussi de nouvelles longueurs d'onde de contrôle qui permettent une autre évaporation.

On pourra considérer que le jeu des indices choisis est bon lorsque la différence entre profil spectral obtenu expérimentalement et profil calculé sera de l'ordre de la reproductibilité entre deux expériences successives identiques.

2) Application et tolérances -

On trouve dans de nombreuses publications les valeurs des indices, mais selon les auteurs, les valeurs données varient sensiblement. Pour la cryolithe l'indice doit être compris entre 1,28 et 1,35, sa dispersion est négligeable.

Pour le sulfure de zinc, nous avons utilisé les résultats obtenus par divers auteurs [74] et en particulier F. VEDEL [75]. A partir des courbes donnant $n = f(\lambda)$, nous avons calculé sur ordinateur, les coefficients

$$G_1, G_2, G_3 \quad n = G_1 + \frac{G_2}{\lambda^2} + \frac{G_3}{\lambda^4} \quad . \quad \text{Nous ne décrivons pas ce programme de}$$

calcul qui ne présente pas de difficultés ; il nous a permis de calculer plusieurs jeux (G_1, G_2, G_3) représentant au mieux les différents résultats publiés. Ces résultats sont d'ailleurs en assez bon accord avec les valeurs proposées par J. SCHROEDER [3] dont le jeu de coefficients est :

$$\begin{array}{llll} G_1 & = & 2.2105 & \\ G_2 & = & 3.8708 & 10^6 \\ G_3 & = & 1.5361 & 10^{13} \end{array} \quad \begin{array}{l} \text{la longueur d'onde étant} \\ \text{exprimée en Angström} \end{array}$$

La courbe $n(\lambda)$ construite sur ces valeurs constitue bien une valeur moyenne. Une série d'expériences systématiques a été faite sur des empilements de 3 et 5 couches, les longueurs d'onde utilisées pour le contrôle des couches de haut indice étant choisies dans un domaine de grande sensibilité de l'appareil de contrôle. La première difficulté consiste à obtenir des résultats reproductibles; ce point est essentiel. Nous décrivons, plus loin, en détail la technologie des

évaporations. On peut considérer dès maintenant que nous sommes capables de reproduire à plusieurs jours d'intervalle des expériences dont le résultat ne diffère pas de plus de 1 à 2% dans le domaine visible. Il est nécessaire de chercher à choisir un jeu de valeurs des indices $\{ n_1, n_2 \}$ tel que les différences entre le profil spectral calculé et le profil spectral obtenu expérimentalement soient au maximum du même ordre de grandeur.

La détermination du jeu $\{ n_1, n_2 \}$ le mieux adapté a été faite empiriquement, et nous n'avons en aucun cas recherché un artifice permettant de converger plus rapidement vers la solution cherchée. Pour mémoire, nous signalerons cependant ces possibilités car elles peuvent permettre une approche rapide du problème.

En particulier, on sait que l'influence de la dispersion ne fausse pas les mesures lorsque la couche de rang i à une épaisseur optique égale à la moitié de la longueur d'onde de contrôle (couche $\frac{\lambda_i}{2}$). On aurait pu choisir de telles épaisseurs pour essayer de déterminer l'indice de la couche.

On pourrait de même chercher à effectuer ces mesures sur des empilements de couches $\frac{\lambda_0}{4}$. Mais dans ce cas il est difficile de chiffrer la précision que l'on pourrait atteindre sur les valeurs des indices. En effet on sait que les erreurs commises sur les épaisseurs mesurées sont liées, et que leurs effets tendent partiellement à se compenser. Même dans le cas d'erreurs importantes d'épaisseur, le profil spectral n'est guère modifié au voisinage de la longueur d'onde de contrôle. Aussi, il nous a semblé plus simple de ne pas choisir des cas particuliers pour nos mesures. Nous avons déterminé les indices en réalisant les premières couches de quelques uns des empilements calculés. La meilleure vérification de ces résultats est le fait qu'ils permettent le contrôle des couches suivantes de l'empilement avec précision. A titre d'exemple, nous allons étudier la réalisation d'un empilement de 3 couches d'indices alternés. On a préparé le contrôle et simulé par le calcul l'évaporation en supposant que l'indice du SZn utilisé pour la détermination des longueurs d'onde de contrôle diffère légèrement de l'indice réellement obtenu lors de l'évaporation. Pour encore une fois, bien souligner l'influence de la dispersion, le contrôle des couches d'épaisseurs e_i a été préparé en considérant l'indice

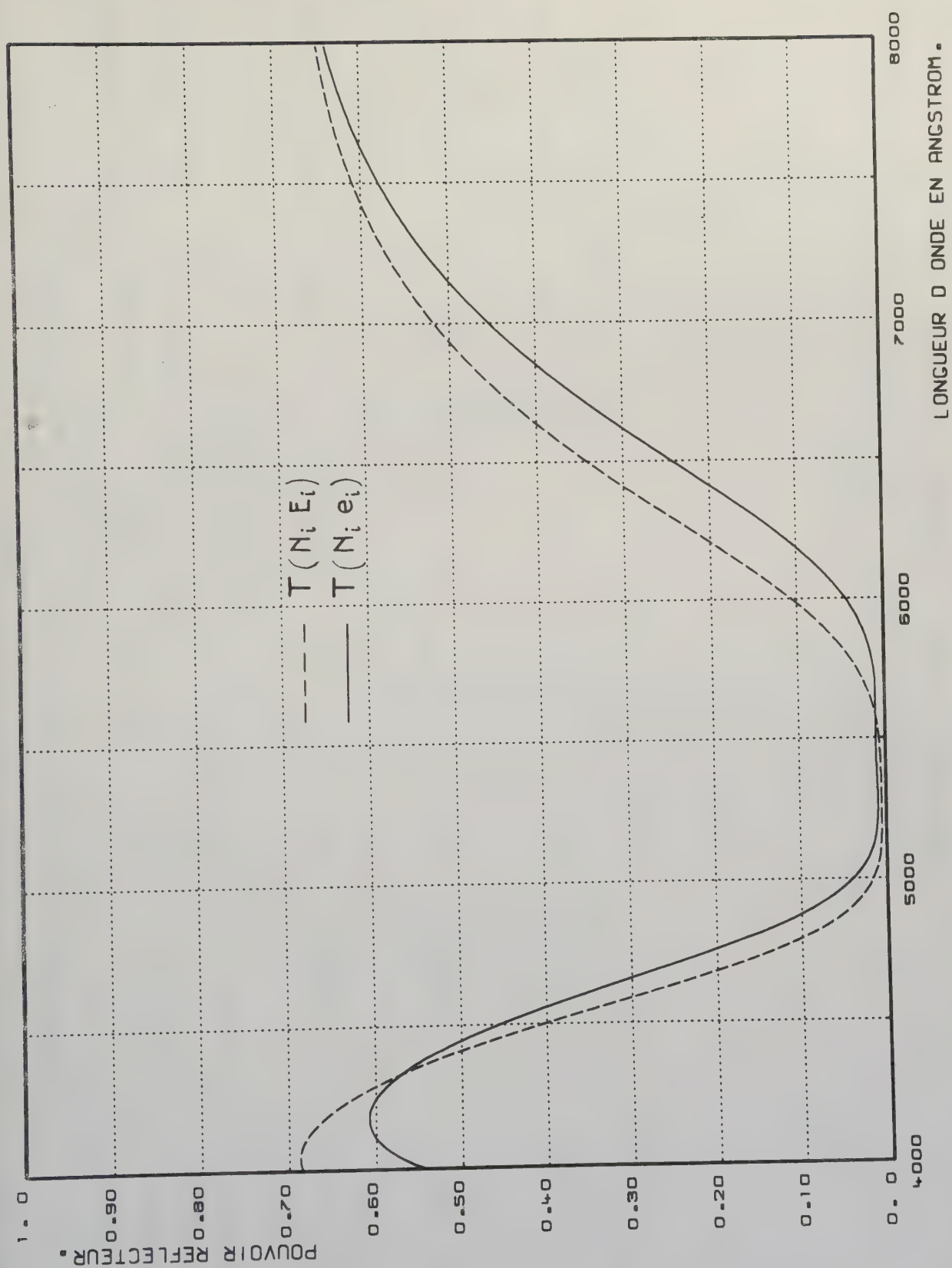


fig. 29 Simulation d'une expérience:

Résultat attendu $T(N_i e_i)$

Résultat expérimental $T(N_i E_i)$

REVETEMENT 3 COUCHES

PRÉPARATION DU CONTRÔLE				SIMULATION DE L'EXPÉRIENCE avec nos indices					
Épaisseurs mécaniques désirées	SZn $n_1 = 2,3576$ Cryolithe $n_2 = 1,30$		Valeurs calculées de T		Nos indices		Épaisseurs effectivement déposées	Valeurs observées de T	
	Contrôle		début	fin	n_1 SZn	n_2 Cry.		début	fin
$e_1 = 1100 \text{ Å}$ SZn		$\Lambda_1 = 5188 \text{ Å}$	0,960	0,957	2,3858	1,30	$E_1 = 1087 \text{ Å}$	0,960	0,957
$e_2 = 1350 \text{ Å}$ Cry.		$\Lambda_2 = 4932 \text{ Å}$	0,947	0,992	2,4088	1,30	$E_2 = 1202 \text{ Å}$	0,942	0,999
$e_3 = 1087 \text{ Å}$ SZn		$\Lambda_3 = 5226 \text{ Å}$	0,983	0,989	2,3828	1,30	$E_3 = 1078 \text{ Å}$	0,990	0,994

Tableau 1. Simulation d'une expérience :
Le contrôle est faussé par une imprécision sur la
valeur de l'indice de réfraction du SZn.

du SZn comme constant et égal à 2,3576 . Dans le cas choisi, on pourrait être tenté de considérer que la dispersion interviendra peu car l'épaisseur optique des matériaux de haut indice correspondra à une couche d'épaisseur $\frac{\Lambda}{2}$. Pour la simulation de l'expérience on a tenu compte de la dispersion d'indice. L'ensemble des résultats et les longueurs d'onde de contrôle choisies sont portés dans le tableau 1 . On comparera les épaisseurs effectivement déposées E_i aux épaisseurs désirées e_i et on constatera que l'épaisseur de la couche médiane (cryolithe) diffère d'environ 10% . Notons également que des mesures très précises de transmission effectuées pour ces longueurs d'onde Λ_i pendant l'évaporation au début et à la fin de chaque couche permettraient difficilement de détecter cette erreur. Pour présenter l'influence des erreurs d'épaisseurs commises on a considéré que les indices étaient identiques pour tracer les 2 profils spectraux $T(N_i e_i)$ et $T(N_i E_i)$, figure (29).

3) Problèmes instrumentaux et précision sur la mesure des indices -

On peut rechercher les limites et l'ordre de grandeur de la précision qu'il est nécessaire d'obtenir sur la valeur des indices. Mais il faut d'abord signaler les difficultés expérimentales rencontrées.

Avec l'appareillage optique de contrôle dont nous disposions, il n'était pas possible d'effectuer sous vide, avec une précision suffisante les mesures de T dans tout le spectre visible. Les mesures ont dû être effectuées à l'air libre, avec un spectromètre mieux adapté.

Dans ces conditions, il n'était pas possible de reprendre le filtre réalisé pour, par exemple, rajouter des surépaisseurs ou de nouvelles couches sur l'empilement, et effectuer ensuite de nouvelles mesures. Remarquons bien que même si nous avions pu effectuer de telles mesures sous vide juste après l'évaporation, il est certain que les valeurs des indices ainsi déterminées correspondraient à des conditions d'évaporation différentes des conditions habituellement respectées lors de la réalisation de nos filtres. En effet le temps entre l'évaporation de deux couches successives doit être aussi réduit que possible, ce qui n'est pas le cas lorsque l'on veut effectuer des mesures précises du profil spectral.

Il est certain que la précision de nos mesures d'indice est limitée par un grand nombre de facteurs, en particulier la reproductibilité entre deux expériences. De nombreuses causes interviennent. Nous analyserons en détail les erreurs dues aux imperfections des instruments de mesure. En outre l'indice d'une couche évaporée dépend des conditions d'évaporation. Les valeurs des indices ainsi déterminées constituent donc des valeurs moyennes. On pourrait considérer qu'il s'agit simplement d'indices " effectifs " des couches obtenues dans les conditions particulières où nous effectuons nos évaporations. De nombreuses expériences nous ont conduit à choisir comme valeurs des indices :

S Zn	$G_1 = 2,2524$
	$G_2 = 1,5755 \cdot 10^6$
	$G_3 = 5,4225 \cdot 10^{13}$
Cryolithe	$G_1 = 1,30$
	$G_2 = 0$
	$G_3 = 0$

Pour le sulfure de zinc, les coefficients déterminés à partir du graphe $n(\lambda)$ sont donnés avec une bien trop grande précision car il est raisonnable d'estimer à environ 2% la précision sur la valeur de n et à 5% celle sur $\frac{dn}{d\lambda}$.

Par rapport aux coefficients donnés par SCHROEDER on trouve un indice légèrement supérieur (d'environ 2%) au voisinage de $4000 \text{ \AA}$ et de seulement 0,6% au voisinage de $7000 \text{ \AA}$. Ces valeurs correspondent à des conditions d'évaporation très précises que nous nous efforcerons de toujours respecter. L'expérience montre alors que le contrôle d'un empilement peut être correctement effectué.

Remarquons que ces valeurs mériteraient certainement d'être mieux déterminées pour certaines régions du spectre visible, en particulier au-delà de $7000 \text{ \AA}$. Mais la sensibilité de l'appareil de mesure dans cette zone permet plus difficilement d'obtenir des résultats reproductibles.



Il est vraisemblable que les conditions de dépôt de la première couche affectent légèrement son indice. Cependant il ne s'est pas avéré nécessaire d'en tenir compte dans les calculs. Il suffit de considérer un indice par matériau utilisé, cette valeur étant mesurée pour des épaisseurs pouvant varier dans un facteur 2 (l'épaisseur optique étant de l'ordre de $\lambda/4$ λ variant de 4000 à 8000 Å).

Dans ce travail nous n'avons en aucun cas pu déterminer le coefficient d'extinction du sulfure de zinc, nous nous sommes contentés d'utiliser les coefficients adoptés par SCHROEDER. Ces valeurs semblent bien adaptées; toutefois il est probable que pour des longueurs d'onde inférieures à 4200 Å , l'absorption vienne limiter la reproductibilité des filtres réalisés.

Pour simplifier notre exposé, nous devons maintenant considérer que les indices ainsi déterminés correspondent bien aux indices des couches réalisées et nous étudierons maintenant l'influence d'erreurs commises sur les épaisseurs du filtre à réaliser.

VI - 3 - EPAISSEURS OPTIQUES -

L'expérience montre que pour certains filtres, les résultats peuvent s'écarter notablement du calcul. En effet, pour ces filtres l'appareil de contrôle peut introduire des erreurs systématiques (donc reproductibles) et les épaisseurs déposées peuvent alors être sensiblement différentes des épaisseurs requises ; en outre les erreurs commises sur les épaisseurs des couches sont liées. En cas d'échec, lors de la réalisation expérimentale , il est nécessaire de rechercher les erreurs commises.

Deux problèmes bien différents se posent : l'un ne dépend que de la nature de l'empilement ; l'autre au contraire dépend du type de contrôle utilisé. Pour un empilement donné, si l'épaisseur e'_i d'une couche est différente de l'épaisseur théorique e_i , les profils spectraux seront différents ; on doit donc étudier les tolérances d'erreurs admissibles. Si cette erreur ne perturbait pas le contrôle des couches suivantes, les conséquences seraient peut être peu importantes. Comme on sait qu'il n'est pas possible de réaliser des couches parfaites, on peut se demander si la moindre erreur ne va pas fausser peu à peu le contrôle et rendre la réalisation d'empilements constitués

d'un grand nombre de couches très difficile.

Le calcul sur ordinateur doit nous permettre de répondre à ces diverses questions.

A - Tolérances sur les épaisseurs des couches -

Indépendamment du procédé de contrôle choisi, il faut savoir si les tolérances requises sont très sévères. Avant l'expérience, pour chaque empilement à réaliser, nous n'avons pas systématiquement cherché à effectuer tous ces calculs. Nous nous sommes simplement intéressés, pour quelques empilements, à étudier l'effet d'erreurs systématiques de l'ordre de $\pm 2\%$, commises sur toutes les épaisseurs optiques de couches constituées du même matériau, l'ordre de grandeur de cette erreur étant de l'ordre de l'imprécision que l'on a sur les valeurs des indices. Les résultats des calculs permettent de montrer que nos filtres sont très souvent assez peu affectés par de telles erreurs. Ce résultat n'est peut-être pas général ; cependant il faut bien remarquer que le procédé de synthèse mis au point nous a conduit à des solutions telles que la fonction de mérite présente un minimum. Pour des épaisseurs légèrement différentes, la fonction de mérite ne présente pas de discontinuités brutales. Néanmoins, la précision supposée : 2% sur chacune des couches de l'empilement est une précision déjà difficile à atteindre. De plus, il faut maintenant étudier dans quelle mesure une erreur de cet ordre de grandeur va fausser le contrôle des couches suivantes.

B - Influence d'une erreur d'épaisseur sur le contrôle -

Nous avons déjà étudié, pour le cas particulier des revêtements classiques $\lambda/4$, un programme permettant de déterminer les épaisseurs effectivement déposées (programme TEL QUE). L'adaptation au cas d'empilement de couches d'épaisseurs inégales ne présente aucune difficulté : il suffit de préciser pour chaque couche la longueur d'onde de contrôle utilisée. Nous avons vu que dans le cas d'un contrôle direct d'un revêtement classique, les effets des erreurs induites avaient tendance à compenser l'erreur primitive. Sauf dans le cas d'erreurs considérables (supérieures à 10%), il n'était pas possible de "perdre" le contrôle ; nous avons dit qu'il s'agissait d'un contrôle stable. Dans le

cas de nos empilements, malheureusement, nous ne jouissons pas de circonstances aussi bénéfiques, et une erreur beaucoup plus faible risque fort bien de fausser complètement le contrôle. Néanmoins les conditions ne sont pas aussi critiques que l'on pourrait le penser, et le calcul montre que l'on peut encore ici, admettre qu'une erreur de 2^o/_o commise sur l'épaisseur optique d'une des couches ne faussera pas sensiblement le contrôle.

Lorsque l'on avait pour le contrôle d'une couche le choix entre plusieurs longueurs d'onde, nous avons essayé de rechercher par le calcul s'il n'existait pas certaines valeurs de Λ_i pour lesquelles le contrôle s'avérait plus "stable". Nos calculs ne nous ont pas permis d'établir si, pour une couche donnée, certaines Λ_i seraient préférables à d'autres de ce point de vue. Il semble qu'il faille attribuer les échecs rencontrés pour certaines longueurs d'onde à d'autres causes. Nous verrons que les hypothèses possibles sont nombreuses. Toutefois, on peut penser que le critère de "stabilité" devrait apparaître dans certains cas, et il serait souhaitable d'approfondir ce problème.

Nous disposerions d'un critère supplémentaire pour faire un choix plus judicieux entre les diverses longueurs d'onde de contrôle. On pourrait peut-être alors éviter toute une série d'expériences malheureuses.

Pour étudier l'influence d'erreurs commises sur les épaisseurs ou sur les indices, il nous a été nécessaire de faire appel au calculateur pour simuler l'expérience. Il est certain que le calcul, toujours plus simple à effectuer et plus reproductible qu'une expérience, pourra nous être encore d'un sérieux secours. En effet, après avoir réalisé un filtre, l'ordinateur nous sera encore utile pour nous permettre d'expliquer nos insuccès expérimentaux, en particulier en "étudiant" les résultats obtenus.

VI - 4 - ETUDE DU FILTRE REALISE ET DE SES IMPERFECTIONS -

Au début de ce travail, nous nous sommes attachés à réaliser un programme de calcul (OPTIPO), permettant de déterminer les épaisseurs des couches successives d'un empilement, afin d'obtenir un profil spectral désiré. On peut maintenant penser utiliser ce même programme de calcul, pour déterminer les épaisseurs effectivement déposées.

Nous rappellerons les notations déjà utilisées précédemment, puis nous étudierons les conditions d'application du programme OPTIPO à ce cas particulier. Le profil spectral théorique (et c'est ce profil que nous cherchons à obtenir expérimentalement) est $T(n_i e_i)$, l'expérience nous a conduit à réaliser un filtre $T(N_i E_i)$. Nous devons supposer que les indices sont correctement déterminés et nous poserons $n_i = N_i$. On pourrait facilement rechercher les causes d'échecs et les éliminer dans des expériences ultérieures, si l'on était capable de déterminer les épaisseurs effectivement déposées E_i .

Le programme OPTIPO est adapté à cette recherche, mais son utilisation est alors assez délicate, en particulier l'interprétation des résultats obtenus mérite quelque attention.

A - Utilisation du programme OPTIPO -

1) Données -

Pour chercher à déterminer les épaisseurs effectivement déposées E_i , il faut fournir comme valeurs de départ, le nombre de couches de l'empilement réalisé, les valeurs théoriques e_i et définir les accroissements δe_i .

En outre, tout un échantillonnage de valeurs mesurées de la transmission du filtre réalisé, permettra de représenter le profil spectral $T(N_i E_i)$. La fonction de mérite sera définie par l'écart quadratique moyen, calculé entre les profils spectraux $T(N_i E_i)$ et $T(n_i e'_i)$ $\{e'_i\}$ étant le jeu de paramètres à chaque itération.

2) Choix des valeurs de départ -

On rencontre ici deux difficultés essentielles, d'abord le choix des accroissements initiaux et ensuite le choix de l'échantillonnage de $T(N_i E_i)$.

a) Les accroissements initiaux δe_i .

On pourra considérer que l'accroissement δe_i doit être de l'ordre de dix pour cent de la valeur e_i : l'erreur peut être très facilement

de cet ordre de grandeur. Par contre, le choix du signe à affecter à chacun des δe_i est très délicat.

Si plusieurs solutions sont également possibles, il ne faut pas oublier que le choix de l'espace de départ conditionne la solution trouvée. Pour étudier les diverses solutions proposées par le calculateur, nous effectuons systématiquement deux calculs différents. Le premier calcul, avec des accroissements positifs pour les couches de haut indice, et négatifs pour les couches de bas indice. Le deuxième calcul de convergence est effectué en changeant les signes de tous les accroissements du premier calcul. L'inversion de signe entre deux couches successives se justifie très bien dans le cas d'erreurs liées et en particulier dans le cas de couches $\lambda/4$.

Bien sûr, si l'on dispose après l'étude des conditions de réalisation, de renseignements supplémentaires, quant au signe et à l'amplitude de l'erreur sur certaines couches, il sera aisé de modifier notre choix des valeurs algébriques des accroissements δe_i . N'oublions pas ici que l'on dispose d'un enregistrement des variations de T et $\frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial \lambda}$ réalisé pendant l'évaporation du filtre : la comparaison avec le programme d'évaporation (AUTNIF) peut alors être très fructueuse.

Bien souvent, on a déjà, grâce à quelques expériences, acquis la certitude que les premières couches sont correctement réalisées, et on recherche une erreur sur les dernières couches. Dans ces cas, les accroissements des premières couches peuvent être choisis très faibles, l'évolution dans les calculs successifs d'itération de l'épaisseur des premières couches reste alors très limitée.

Si les résultats des différents calculs s'avèrent trop différents, une étude critique permettra de retenir la solution la plus probable. Nous reviendrons en détail sur ce point.

b) Echantillonnage du profil spectral obtenu.

La fonction de mérite est calculée sur un nombre L de longueurs d'onde différentes, réparties dans un intervalle spectral aussi large que possible.

Un choix est relativement difficile : si L est trop petit, on risque de trouver un grand nombre de solutions à notre problème. Théoriquement, le nombre L devrait être aussi grand que possible, mais il ne faut pas oublier que les valeurs mesurées de la transmission du filtre sont entachées d'erreurs. Des mesures absolues de transmission, dans un domaine spectral étendu, sont difficiles à réaliser avec une précision supérieure à 1%/₀. Il existe certainement pour L un nombre optimum, et une étude méritait d'être faite à ce sujet. Nous nous sommes généralement limités à mesurer la transmission pour une quarantaine de longueurs d'onde régulièrement espacées. Le domaine spectral étudié a dû même être limité car il ne nous a pas été possible d'effectuer des mesures précises au-delà de 7500 Å. La mise en service d'un spectromètre spécialement adapté s'avère nécessaire. La solution idéale consisterait à pouvoir effectuer ces mesures sous vide, juste après la fin de l'évaporation.

3) Analyse des résultats des calculs -

Dans certains cas, selon le signe et l'importance relative des accroissements initiaux, les calculs peuvent conduire à plusieurs jeux de paramètres $\{e_i\}$ pour lesquels le profil spectral calculé est assez voisin du profil spectral obtenu expérimentalement. Notre but essentiel est de déterminer le rang des couches sur l'épaisseur desquelles il a été commis une erreur, ainsi que le signe et si possible l'amplitude de celle-ci. Très souvent on peut éliminer certaines solutions car le calcul conduit à des erreurs qui seraient beaucoup trop importantes (80%/₀) et s'il en était ainsi le contrôle des couches aurait été complètement faussé. Une bonne méthode pour tester les résultats trouvés, consiste à étudier pour chacun d'eux, grâce au programme AUTNIF, l'évolution du contrôle et de comparer aux variations relatives de T et $\frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial \lambda} \Delta \lambda$ enregistrées pendant l'expérience.

Cette méthode de détection des erreurs commises est intéressante car très souvent, elle nous a permis de déterminer les erreurs d'épaisseurs et de rechercher lors d'une autre évaporation un contrôle mieux adapté.

En particulier cette méthode a été utilisée systématiquement pour "mesurer" les épaisseurs effectivement déposées, lors de la recherche de l'ajustement des valeurs des indices.

Remarquons que s'il nous était possible d'effectuer très rapidement les mesures de transmission sous le vide de l'évaporation avec une précision suffisante, on pourrait à la fin d'une couche de haut indice, s'assurer de la qualité de l'empilement réalisé, et éventuellement modifier le contrôle des couches suivantes pour corriger l'influence de l'erreur commise. Dans la mesure où l'on pourrait disposer d'un ordinateur en temps réel, il est probable que ces méthodes mériteraient d'être sérieusement développées ; nous étudierons très rapidement cette possibilité.

B - Simulation et adaptation du programme de contrôle pendant l'évaporation -

Pour réaliser un filtre donné, grâce au programme AUTNIF, on dispose d'un programme de contrôle. Même si nous considérons les conditions idéales, où tous les paramètres seraient parfaitement déterminés, nous ne sommes pas à l'abri d'erreurs de l'opérateur. Supposons qu'une erreur ait été commise, l'arrêt n'ayant pas été effectué parfaitement au zéro de $\frac{\partial T}{\partial \lambda}$. Le contrôle des couches suivantes est faussé ; même si l'on peut encore effectuer un contrôle correct, les performances du filtre réalisé seront sensiblement affectées. Il est donc, le plus souvent, inutile de continuer l'évaporation et il faudra recommencer l'expérience. Si l'on pouvait mesurer avec précision le profil obtenu expérimentalement, on pourrait espérer déterminer avec certitude l'amplitude et le signe de l'erreur commise. L'utilisation du programme OPTIPO permettrait alors de modifier les épaisseurs des couches suivantes pour obtenir, étant donné les premières couches déposées, le meilleur résultat possible. Il resterait alors sur ces nouvelles bases à recalculer le programme de contrôle (AUTNIF).

Du point de vue temps de calcul, ce problème ne semble pas du tout difficile, puisque tous ces calculs pourraient être effectués en moins d'une minute. Par contre la mise en oeuvre expérimentale s'avère assez complexe, car il faudrait

mesurer très rapidement le profil spectral obtenu expérimentalement et surtout, disposer librement d'un calculateur pendant l'évaporation. Il est certain que pour la réalisation industrielle de filtres, il serait vraisemblablement intéressant de chercher à développer cette méthode.

VI - 5 - CONCLUSION -

La réalisation expérimentale d'un filtre calculé nécessite donc la préparation par le calcul d'un programme de contrôle.

Le contrôle n'a pu être rendu possible que parce que nous avons été conduit peu à peu à adapter nos paramètres - les indices des couches réalisées. On peut maintenant espérer effectuer des évaporations et suivre à peu près correctement la voie donnée par le calculateur. Cependant, si les résultats expérimentaux ne concordent pas avec les résultats prévus par le calcul, il est nécessaire de rechercher les causes d'erreur et là encore l'ordinateur doit être utilisé. Nous avons vu qu'il pouvait nous permettre de détecter rapidement les couches dont le contrôle n'est pas pleinement satisfaisant. On remarquera que si une erreur d'épaisseur est commise, le contrôle des couches suivantes risque d'être sérieusement compromis. Il faudra alors recommencer une autre expérience pour obtenir le filtre désiré. Il est bien évident que la possibilité d'utiliser un calculateur en temps réel pour corriger l'effet d'éventuels écarts au programme d'évaporation prévu, apporterait un progrès considérable.

Néanmoins bien d'autres difficultés nous restent encore à résoudre puisque jusqu'à présent nous n'avons, à part la détermination expérimentale de la valeur des indices, décrit que des calculs.

C H A P I T R E VII

APPAREILLAGE ET RESULTATS EXPERIMENTAUX

Arrivés en ce point de notre étude, on peut considérer que tous les problèmes sont résolus. Malheureusement l'appareillage utilisé n'est jamais parfait et la technologie s'avère très vite difficile et délicate. Jusqu'à présent à quelques remarques près - domaine spectral limité par exemple, nous avons pu supposer que toutes les mesures, en particulier les zéros de $\frac{dT}{d\lambda}$ étaient exactes. L'expérimentateur ne peut pas se contenter de telles hypothèses. De plus, l'absorption, les irrégularités superficielles [76] ne sont jamais strictement nulles. La réalisation peut s'écarter notablement du projet. Avant de présenter quelques uns des résultats obtenus, nous décrirons très brièvement l'appareillage et la technologie des évaporations. On pourrait considérer que ces méthodes sont classiques et qu'il n'est pas utile de consacrer quelques pages de ce chapitre à cette description. Mais chacun sait combien les problèmes posés par la réalisation de couches minces sont délicats. De nombreux auteurs décrivant des expériences analogues, donnent avec beaucoup de minutie une foule de petits détails qu'ils cherchent à respecter aussi scrupuleusement que possible à chaque évaporation. En effet de très nombreux paramètres, tels que la pression résiduelle, le dégazage des produits, la température des supports peuvent intervenir et fausser la reproductibilité des résultats obtenus. Qu'il nous soit permis de décrire notre technologie, il serait inexact de penser qu'il ne s'agit que de superstitions d'alchimiste. Nous pouvons peut être même considérer que l'obtention de résultats reproductibles a constitué un des

problèmes les plus difficiles de notre travail. En tout cas pour chaque mesure effectuée, il est nécessaire de connaître les sources d'erreurs, et surtout les méthodes qu'il faudra utiliser pour atteindre les résultats désirés.

VII - 1 - L'EVAPORATEUR -

A - Dispositif de pompage -

Nous avons utilisé un appareillage classique (*) constitué d'une pompe mécanique à palettes pouvant être utilisée pour le prévidage de l'enceinte ; le pompage secondaire est assuré par deux pompes à diffusion d'huile placées en série. Pour limiter toute pollution d'huile, un piège à azote liquide a été placé entre la pompe primaire et les pompes secondaires. Pour arrêter la rétrodiffusion d'huile vers l'enceinte, un autre piège à azote liquide surmonte la deuxième pompe à diffusion.

L'ensemble du système permet d'atteindre un vide de l'ordre de $5 \cdot 10^{-7}$ Torr en quelques heures.

B - Enceinte d'évaporation -

A l'origine nous disposions d'un manchon en verre de 30 centimètres de diamètre et 50 centimètres de hauteur. Pour obtenir des dépôts de couches uniformes, nous avons été conduit à augmenter les dimensions de la cloche. On a réalisé au laboratoire une enceinte en acier inoxydable (NS 22 S) constituée d'un manchon principal à axe vertical ($\varnothing$ 30 cm) sur lequel a été soudé un manchon d'un diamètre plus petit ($\varnothing$ 12 cm). L'axe des deux manchons fait un angle d'environ 30° . Les nacelles contenant les matériaux à évaporer, sont placées à l'extrémité du petit manchon.

Les conditions requises pour obtenir des couches uniformes sont ainsi mieux respectées.

(*) T R 7 SEAVOM

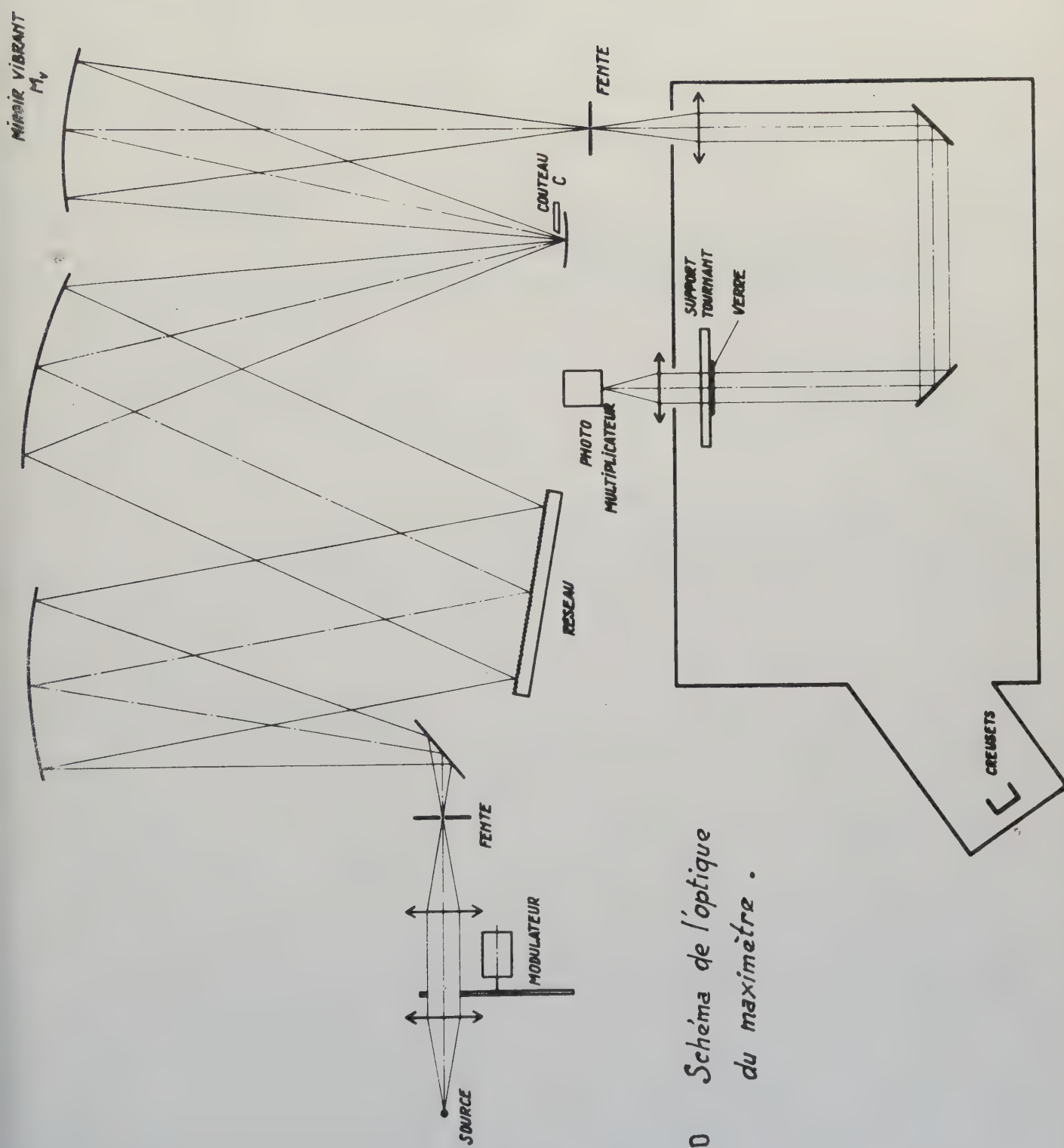


Fig. 30 Schéma de l'optique du maximètre .

C - Rotation de l'échantillon -

L'échantillon, sur lequel doit s'effectuer le dépôt est placé sur un plateau tournant ; son axe coïncide avec l'axe du grand manchon. La rotation s'effectue à la vitesse d'environ 0,5 tour/seconde.

VII - 2 - MONTAGE OPTIQUE ET APPAREILLAGE DE CONTROLE -

L'ensemble du montage est schématisé sur la figure (30).

A - La source -

La source de lumière blanche doit être exempte de toute fluctuation ; une variation de luminance modifierait A et $\frac{dA}{d\lambda}$, ce qui fausserait le repérage du zéro.

Nous utilisons une lampe à filament de tungstène (12 volts, 10 ampères). Cette source fonctionne sur une alimentation de courant continu stabilisé en courant. La tension d'utilisation est de l'ordre de 11 volts, c'est-à-dire que la lampe est légèrement sous voltée, la durée de vie est alors de l'ordre de 100 heures au lieu de 24 heures. Le refroidissement de la lampe est assuré par un petit ventilateur. La lumière entrant dans le monochromateur est modulée grâce à un disque percé de 9 trous et tournant à 3000 t/mn.

B - Système dispersif -

Le système dispersif est un monochromateur à réseau du type EBERT FASTIE. Caractéristiques du réseau : Dimensions : 52 mm x 52 mm, 1200 traits/mm, angle de blaze $17^{\circ} 27'$. Dans le montage la dispersion du monochromateur est, pour $5000 \text{ \AA}$ de l'ordre de $12 \frac{\text{\AA}}{\text{mm}}$.

La fente de sortie du monochromateur a été remplacée par un couteau orientable (C "couteau mécanique") permettant de couvrir le spectre dans toutes les positions. La rotation du réseau est commandée par une vis graduée au centième de millimètre.

C - Le miroir vibrant -

Le spectre est renvoyé sur un miroir fixé sur une lame métallique vibrant à 135 Hz. Le montage du vibreur a été décrit par ailleurs; on sait que l'amplitude de modulation est asservie. Dans les conditions normales d'utilisation la stabilité est excellente.

D - Traversée de la cloche et récepteur photoélectrique -

La lumière passe ensuite dans la cloche de l'évaporateur par un hublot. Grâce à la réflexion sur deux miroirs à angle droit, soigneusement protégés des évaporations, le faisceau de lumière traverse la lame à traiter, sort de l'enceinte à vide et arrive sur la face sensible d'un récepteur photoélectrique non refroidi (*).

E - Conditions générales d'utilisation -

La réponse à vide de l'appareil $A(\lambda)$, dépend de la longueur d'onde; elle présente un maximum vers $5800 \text{ \AA}$. Le domaine spectral d'utilisation est limité surtout par le spectre d'émission de la source, et de la zone de sensibilité du récepteur. Il est très difficile de travailler en dessous de $4000 \text{ \AA}$ et au-delà de $7200 \text{ \AA}$.

On pourra considérer que la largeur de la bande passante du monochromateur est, dans les conditions habituelles, de l'ordre de $25 \text{ \AA}$, et de plus que le miroir vibrant utilisé pour "moduler" la longueur d'onde donne un balayage d'amplitude $\Delta\lambda = 30 \text{ \AA}$ environ. La mesure de la dérivée s'effectue donc sur un domaine spectral d'environ $60 \text{ \AA}$. Il peut s'avérer nécessaire de réduire l'amplitude $\Delta\lambda$ si le profil spectral présente une série d'extremums trop resserrés au voisinage de la longueur d'onde de contrôle: il suffit alors de bien repérer les tensions nécessaires pour compenser $\frac{1}{A} \frac{dA}{d\lambda} \Delta\lambda$ pour les diverses amplitudes de balayage considérées. En outre, il ne faut pas négliger l'influence de la lumière parasite, qui devient de plus en plus importante lorsque le nombre de couches augmente par trop, la transmission du filtre étant plus faible.

(*) Photomultiplicateur EMI 6255 B (Sb Na K Cs)

Il est certain que la précision des mesures de transmission pourra être très sensiblement améliorée par l'adjonction d'un prémonochromateur.

Rappelons que pour chaque longueur d'onde de contrôle on doit, avant l'évaporation, effectuer les tarages suivants :

- a) Transmission " à vide " (à travers le verre nu) pour le calibrage des mesures.
- b) Pour repérer le zéro de la dérivée, on doit grâce au "couteau électronique" effectuer le calibrage " à vide " de la compensation de $\frac{1}{A} \frac{dA}{d\lambda} \Delta\lambda$ correspondant à la réponse de l'appareil.

Dans la pratique très souvent on utilise le "couteau mécanique" pour annuler $\frac{dA}{d\lambda}$ pour une des longueurs d'onde de contrôle : $\frac{dA}{d\lambda}$ étant nul, la dérive de l'amplificateur n'intervient plus et il est alors aisé de s'assurer de la bonne stabilité de l'appareillage optique, en particulier de la source.

- c) Eventuellement on choisit le calibre de la résistance de charge du photomultiplicateur pour travailler à la sensibilité maximum.

Ces tarages sont effectués peu de temps avant le début de l'évaporation, l'ensemble de l'appareil fonctionne depuis plusieurs heures et on a pu s'assurer de la bonne stabilité de l'appareillage électronique et de la source.

VII - 3 - PRATIQUE DES EVAPORATIONS -

Il est bien connu qu'il suffit de changer légèrement les conditions d'évaporation pour modifier sensiblement les propriétés optiques des couches déposées. Nous avons recherché systématiquement à obtenir des conditions d'évaporation aussi identiques que possible. Nous nous attacherons maintenant à décrire les principales conditions respectées.

A - Uniformité des couches déposées -

Selon la position relative des divers éléments: creuset, verre support, par rapport à l'axe de rotation, on peut obtenir des dépôts de couches d'épaisseur plus ou moins uniforme sur une grande surface. On pourra trouver sur

ce sujet de très nombreuses études [64] , [56] , [77]. Dans les conditions actuelles, avec l'enceinte en acier inoxydable, on a un défaut d'uniformité d'environ 0,5% sur un diamètre de 70 mm. Nous avons pu remarquer que dans cette enceinte, on ne peut pas obtenir une uniformité des couches aussi parfaite que le calcul théorique le prévoit : l'expérience permet de mettre en évidence l'effet de bord des parois de la cloche, qui fausse les conditions d'évaporation. Il aurait été préférable d'utiliser un support tournant autour d'un axe faisant un angle d'environ 45° avec l'axe de l'enceinte, au lieu d'utiliser un système à plateau tournant horizontal. Avec une enceinte de même diamètre, on pourrait obtenir une bien meilleure uniformité (0,05% sur 60 mm de diamètre). Bien évidemment la meilleure solution consisterait à disposer d'une enceinte aussi grande que possible.

B - Préparation d'une évaporation -

1) Les supports, leur nettoyage -

En général, nos dépôts ont été réalisés sur des supports en silice de 30 mm de diamètre et de 2 mm d'épaisseur. Pour de très nombreux essais nous nous sommes contentés d'utiliser des couvre-objets de microscope, leur faible prix nous permet de ne pas les réutiliser, ce qui simplifie beaucoup les problèmes de nettoyage. Les verres sont nettoyés à l'acide nitrique et soigneusement rincés à l'eau distillée. Ensuite les supports sont séchés au papier JOSEPH . Le dégazage ionique ne semble pas permettre d'apporter des progrès sensibles à la qualité des résultats obtenus. Il n'est jamais utilisé plus d'une minute ou deux.

2) Préparation des matériaux -

Il semble que ce point soit important pour ces expériences, si l'on veut obtenir des résultats reproductibles. Le sulfure de zinc (*) se présente sous forme d'une poudre blanche très fine, que l'on place dans un creuset en silice en la tassant légèrement sans précaution spéciale.

(*) Sulfure de zinc CATHODIX FIRADEC PARIS

La cryolithe (*) se présente également sous forme d'une poudre parfaitement blanche. Pour obtenir des résultats bien reproductibles (c'est-à-dire des indices bien déterminés) nous avons été contraints à ne pas utiliser la cryolithe en poudre. La cryolithe est préalablement fondue dans un creuset en platine chauffé par effet JOULE (à la pression atmosphérique ou sous vide primaire). On obtient ainsi, après refroidissement, un morceau de cryolithe solide, qui pour être facilement évaporable sera concassé dans un mortier en petits grains d'environ 1 mm^3 . L'expérience montre que l'indice dépend très sensiblement des conditions d'évaporation, et des taux d'impuretés. Les valeurs déterminées expérimentalement correspondent à des conditions de préparation et d'évaporation bien précises. Signalons que des produits obtenus chez un autre fabricant, nous ont donné des résultats différents de ceux escomptés. Les produits ainsi obtenus sont utilisés sans dégazage préalable, ils sont cependant conservés sous vide aussi longtemps que possible.

C - Conditions d'évaporation -

L'évaporation est effectuée par bombardement électronique avec un canon du type PIERCE de puissance moyenne (40 W , 2000 V) (**).

Par rapport aux creusets à effet JOULE, ce procédé a entre autres, l'avantage de ne pas présenter d'inertie thermique. Il suffit d'arrêter le chauffage du filament pour arrêter presque aussitôt l'évaporation. En particulier, dans ces conditions l'utilisation d'un cache pour arrêter la formation de la couche sur le support, ne s'est pas avérée utile. Le diamètre du spot à l'impact sur le matériau à évaporer est d'environ 10 mm, la tension d'alimentation du filament et la haute tension sont maintenues constantes pour obtenir une vitesse d'évaporation régulière. La vitesse de formation de la couche est de l'ordre de $500 \frac{\text{\AA}}{\text{mn}}$ (épaisseur optique). La principale difficulté pour l'opérateur consiste à arrêter l'évaporation exactement au zéro de $\frac{dT}{d\lambda}$, sans ralentissement préalable, et surtout en évitant des arrêts suivis de remises en marche successives pour mieux ajuster l'épaisseur. L'expérience montre -

(*) Cryolithe · RIEDEL DE HAEN A.G. SEELZE HANNOVER

(**) C B E 1 SEAVOM

quel que soit le matériau évaporé - que si, après quelques secondes d'arrêt de l'évaporation, on rajoute une surépaisseur pour atteindre l'épaisseur requise, les résultats sont très souvent sensiblement altérés. En tout cas, pour obtenir la meilleure reproductibilité possible entre deux résultats, il est nécessaire de respecter strictement ces conditions d'évaporation.

L'évaporation de la cryolithe est un peu plus délicate ; on constate un léger noircissement après quelques évaporations : on doit changer très souvent les produits à évaporer.

Pendant l'évaporation, le vide est de l'ordre de $3 \cdot 10^{-6}$ Torr. L'intervalle de temps entre l'évaporation de deux couches successives doit être aussi réduit que possible, il est indispensable d'effectuer rapidement les changements nécessités par le contrôle optique. Si l'empilement réalisé se termine par une couche de sulfure de zinc, on peut en cas de nécessité effectuer rapidement quelques mesures de transmission. Ces mesures sont exclues si la dernière couche est une couche de cryolithe; celle-ci se détériore très vite, même sous vide. Il est nécessaire de la protéger immédiatement par une couche de sulfure de zinc. Le filtre reste dans le vide environ une demi-heure après sa réalisation ; la rentrée d'air n'est effectuée que lorsque l'ensemble du bâti est revenu à la température ambiante.

L'observation de ces quelques règles générales permet d'obtenir des résultats reproductibles. Entre deux expériences identiques, la réponse spectrale ne diffère guère plus de 1 à 2% dans tout le domaine spectral étudié.

VII - 4 - MESURES DE TRANSMISSION -

La possibilité d'effectuer, sous le vide de l'évaporation, des mesures absolues de transmission dans un large domaine spectral, avec une grande précision, faciliterait grandement la tâche de l'expérimentateur. Malgré la détection synchrone, le taux de lumière parasite ne permettait pas d'obtenir des mesures précises, et les profils spectraux obtenus ont du être mesurés sur un spectromètre à double monochromateur, à l'air libre, quelques heures

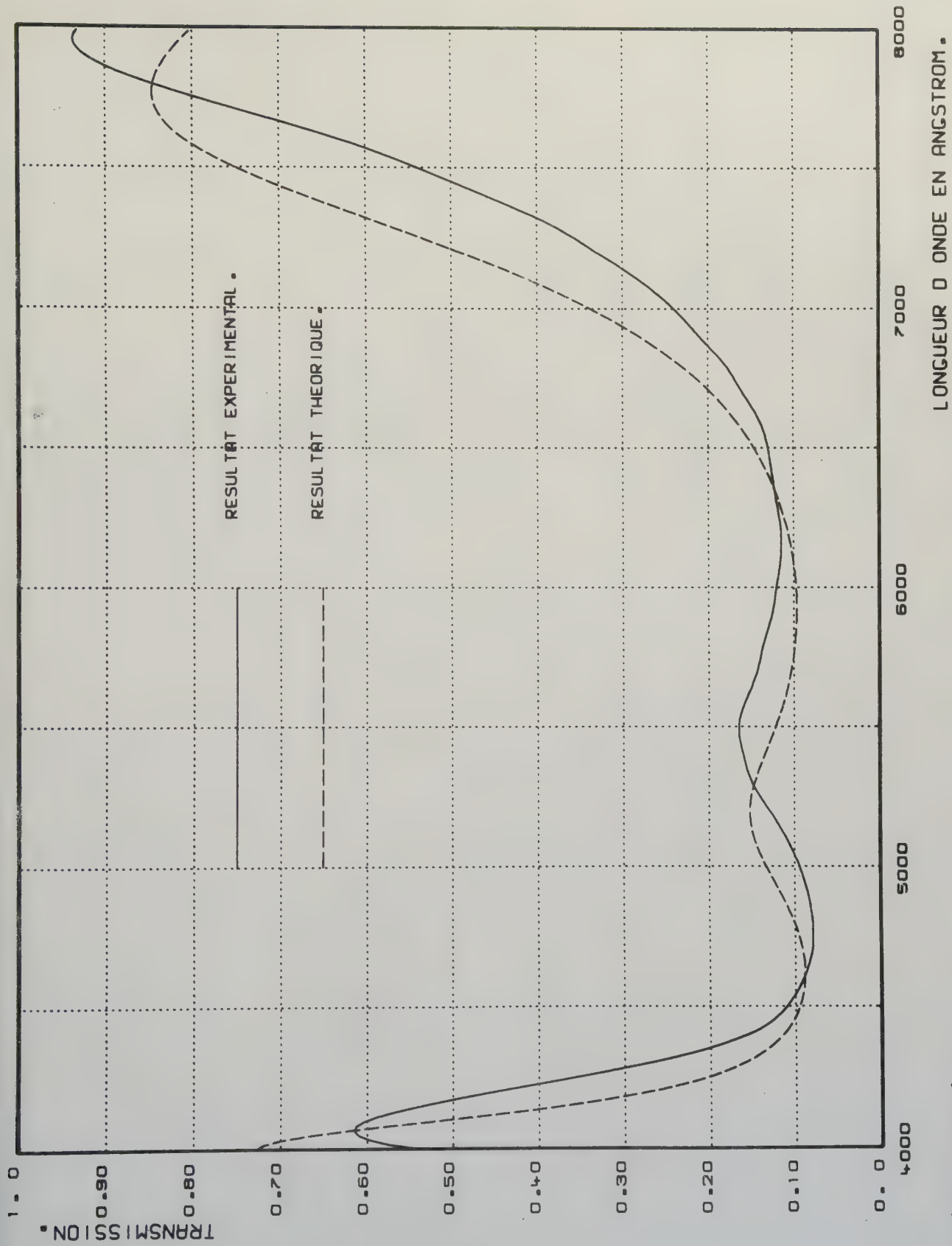
après l'évaporation. Il ne semble pas que la rentrée d'air détériore les qualités des filtres réalisés ; il est certain que ce problème pourrait se poser très sérieusement par exemple lors de la réalisation de filtres à bande étroite. Mais ici, pour des revêtements réflecteurs à bande large ces difficultés n'interviennent pas. Nous ne disposons que d'un appareillage permettant d'effectuer des mesures de transmission relativement correctes (moins de 1% d'erreur) dans le domaine $4000 - 7000 \text{ \AA}$. Lorsque la transmission devient très faible, il serait souhaitable d'effectuer des mesures en réflexion mais nous n'avons pas développé ce travail. De plus il serait intéressant de déterminer l'absorption ainsi que la finesse réflectrice des revêtements réalisés. Un spectromètre spécialement adapté pour la mesure automatique des facteurs de réflexion et transmission mériterait d'être mis en service.

VII - 5 - REALISATION D'UN FILTRE CALCULE -

A - Réalisation -

Pour réaliser un filtre calculé, on est très souvent amené pour les premiers essais, à se limiter au dépôt d'un petit nombre de couches (3 ou 5 premières couches). Si les résultats obtenus sont suffisamment proches des résultats calculés, on cherche à réaliser un empilement constitué d'un plus grand nombre de couches.

Généralement, ce sont les premières couches de l'empilement qui s'avèrent les plus difficiles à réaliser avec précision : la sensibilité du maximum est moins grande et une erreur sur ces couches risque de fausser le contrôle des couches suivantes. De plus, il est vraisemblable que l'indice de la première couche puisse présenter un indice effectif dépendant de la nature et de l'état de propreté du support [78], [79]. Soulignons bien la difficulté d'obtenir des résultats reproductibles ; en outre les indices des couches déposées doivent correspondre à ceux utilisés dans les calculs du programme d'évaporation. Toutefois on peut considérer maintenant que les indices effectifs mesurés sont bien déterminés dans un large domaine ; pour le prouver il suffira de considérer les progrès réalisés sur les résultats expérimentaux.



REVELLEMENT 7 COUCHES

fig. 31 Filtre calculé et
filtre réalisé :

Indices mal déterminés

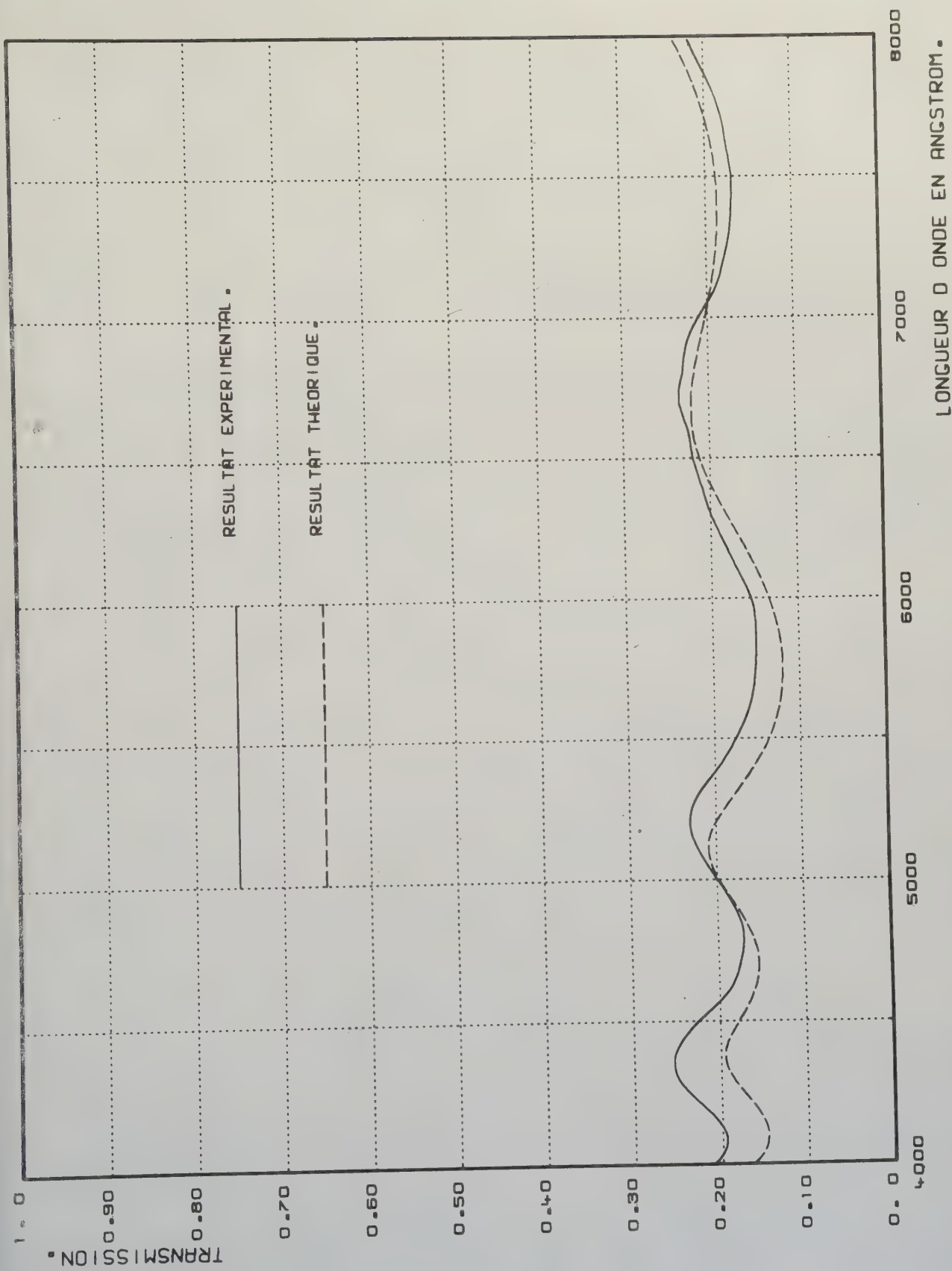


fig. 32 Filtre calculé et
filtre réalisé :

Indices mal déterminés.

REKETEMENT 9 COUCHES

Si on prend des valeurs des indices légèrement incorrectes, un procédé consisterait à arrêter le dépôt des couches non plus exactement au zéro de $\frac{\partial T}{\partial \lambda}$ mais au voisinage de cette valeur (soit un peu plus tôt ou un peu plus tard) pour obtenir des résultats plus conformes au profil spectral désiré.

Actuellement, pour réaliser avec précision un filtre, il faut que les arrêts de chacune des couches soient effectués aussi exactement que possible au zéro de $\frac{\partial T}{\partial \lambda}$. Cela indique que les valeurs des indices sont correctes.

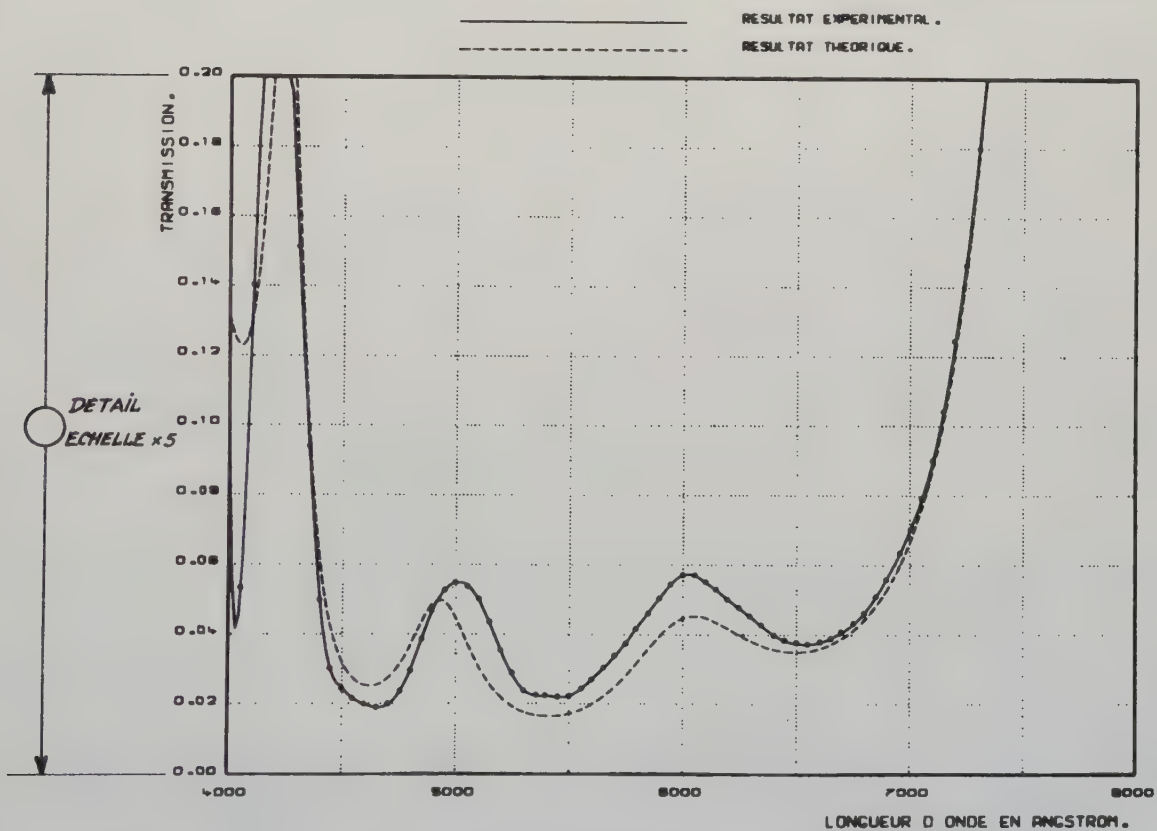
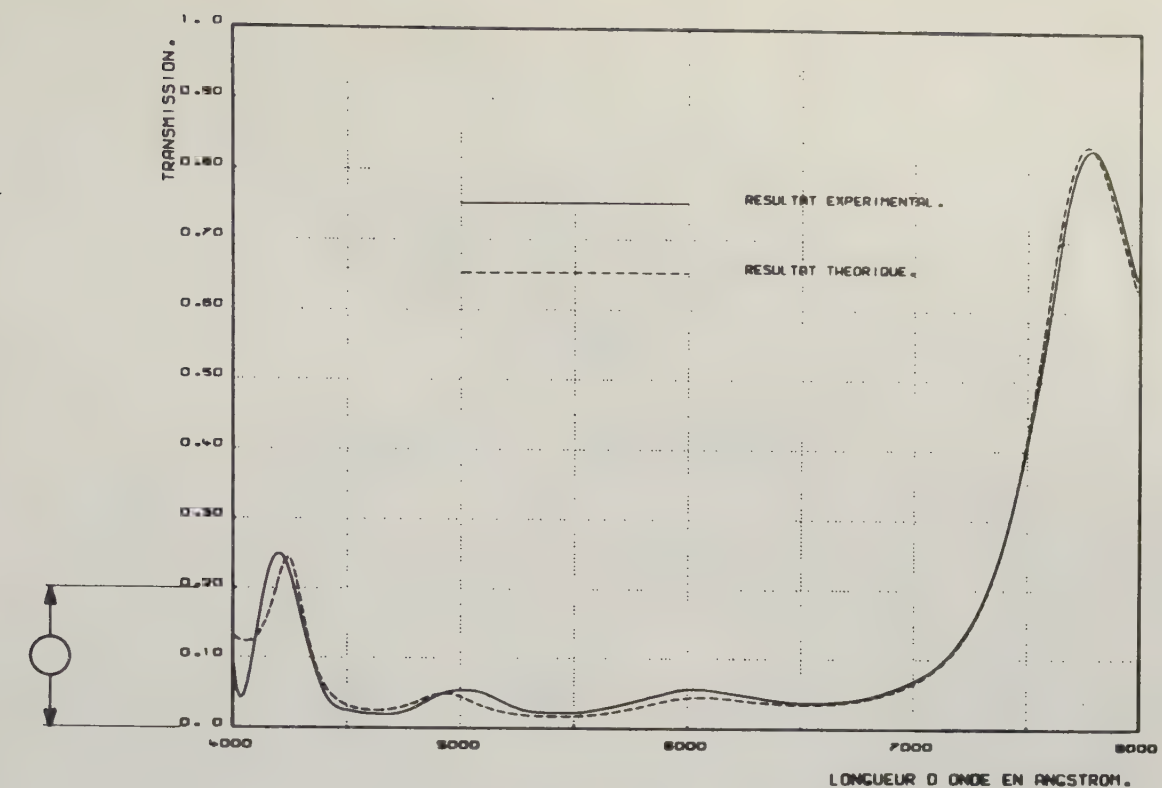
B - Quelques résultats -

Quelques uns des filtres calculés ont été réalisés, à l'exception des empilements constitués de 19 et 21 couches. En effet on obtiendrait alors des filtres présentant un facteur de transmission très faible, et il ne nous était pas possible d'effectuer les mesures avec assez de précision sur tout l'intervalle spectral intéressant (4000 - 8000 Å).

Dans les premières expériences, les indices étaient relativement mal déterminés, la précision sur la mesure des épaisseurs optiques n'était pas excellente et les résultats expérimentaux ne sont pas en parfait accord avec les calculs. A titre d'exemple on trouvera les profils (théorique et expérimental) pour divers empilements constitués de 7, 9 couches (fig. (31) et (32)). Actuellement avec les valeurs des indices correctement déterminées, on obtient des profils spectraux en bien meilleur accord avec les profils calculés. Il est possible de réaliser des empilements beaucoup plus complexes c'est-à-dire constitués d'un plus grand nombre de couches. Les résultats sont représentés sur les figures (33) et (34) pour des empilements constitués de 13 et 15 couches.

Il est aisé de réaliser ces filtres avec une reproductibilité d'environ 1% sur presque tout le domaine spectral. On remarquera que l'accord entre résultats expérimentaux et résultats calculés est excellent. On devrait presque pouvoir considérer que les différences sont imputables à des imprécisions de mesure.

Il est intéressant de remarquer qu'il n'est même pas nécessaire de modifier la valeur de l'indice de certaines couches, en particulier celle au contact du support.



REVETEMENT 13 COUCHES

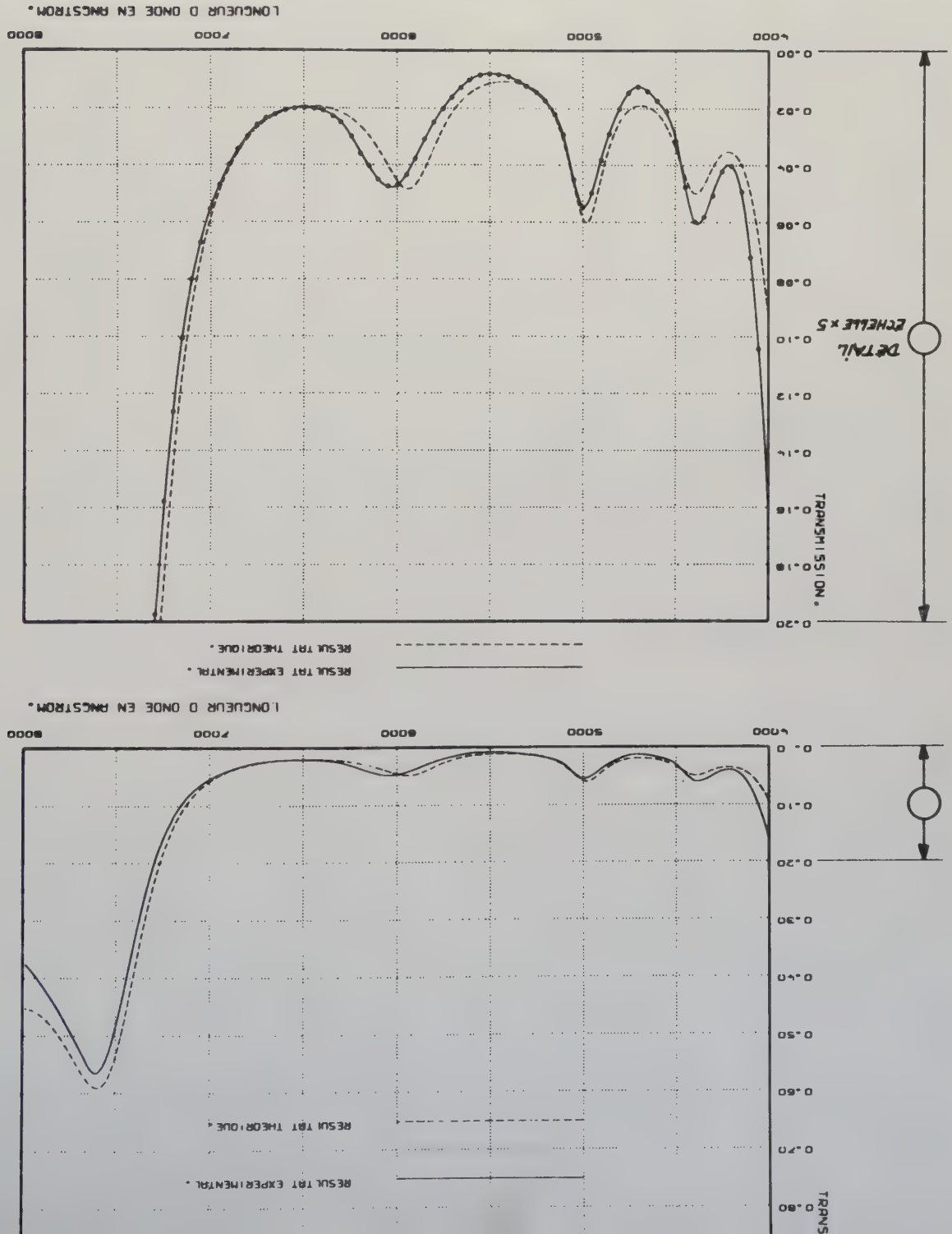
fig. 33

*Filtre calculé et filtre réalisé :
Indices correctement déterminés .*

Indices calculé et filtre réalisé :
Indices correctement déterminés.

fig. 34

REVETEMENT 15 COUCHES



Cette étude mériterait d'être complétée, en réalisant des mesures très précises du facteur de réflexion et du facteur de transmission en fonction de la longueur d'onde. On pourrait alors chercher la limite de validité du modèle mathématique d'un empilement de couches homogènes, à faces planes et parallèles. On sait que [80] les couches sont généralement lacunaires et limitées par des surfaces irrégulières ; dans ces conditions la théorie peut ne pas être complètement satisfaisante [81]. Néanmoins, on peut remarquer que ces effets s'avèrent très faibles, pour ces filtres utilisés en incidence normale. Il est certain que la précision avec laquelle les indices et les épaisseurs optiques des couches sont mesurés entraîne des erreurs qui peuvent être de l'ordre de 1 à 2%. On peut donc encore espérer améliorer l'accord entre théorie et expérience, en particulier en déterminant mieux la dispersion de l'indice pour certaines régions du spectre (4000 - 4200 Å et 6800 - 7500 Å).

VII - 6 - CONCLUSION -

L'expérience nous a montré que l'appareillage utilisé était loin d'être parfait, et que de nombreux défauts compliquaient le travail de l'expérimentateur. Tout particulièrement l'obtention d'un vide plus poussé et surtout plus propre, devrait ralentir la pollution des couches sous vide. On pourrait alors disposer d'un temps précieux pour effectuer des mesures entre le dépôt de deux couches successives. Ces mesures pourront d'ailleurs être rendues d'autant plus précises, que le spectromètre de contrôle sera bien réalisé. Un double monochromateur permettrait d'éliminer une fraction importante de la lumière parasite. Mais ces défauts ne nous ont pas empêché d'atteindre notre objectif et le problème du contrôle des épaisseurs optiques déposées pendant l'évaporation peut être maintenant considéré comme bien résolu. En effet le contrôle en $\frac{\lambda_D}{\Delta\lambda}$ permet, lorsque la détermination de l'indice est correcte, d'obtenir une très bonne précision quelle que soit l'épaisseur du dépôt à effectuer.

Les résultats prouvent que l'on peut obtenir des filtres présentant un profil spectral en parfait accord avec le calcul. Ce point est d'ailleurs très intéressant. En effet il montre qu'à condition de déterminer expérimentalement les indices effectifs des couches, on peut utiliser le modèle mathématique très simple de couches continues, homogènes et isotropes, à faces planes et parallèles, les valeurs attribuées aux indices pouvant être considérées comme des valeurs moyennées sur l'épaisseur de la couche.

Nous avons abordé dans cette étude le problème de la synthèse de revêtements multidiélectriques. En l'absence de théorèmes généraux permettant de définir les caractéristiques d'un empilement à partir du profil spectral, il faut rechercher des solutions en utilisant des méthodes d'approximations successives. Pour des questions purement instrumentales, nous avons préféré utiliser des matériaux courants, donc d'indice fixe, quitte à réaliser des empilements de couches d'épaisseurs optiques variables. Pour atteindre cet objectif il nous a fallu d'abord créer une méthode de calcul.

A la méthode des moindres carrés, nous avons préféré la méthode "SIMPLEX" non linéaire" qui par le choix de la fonction de mérite s'adapte beaucoup mieux aux différents problèmes à résoudre. Malgré cette option le nombre de paramètres à déterminer est tel que les temps de calcul sont considérables si on ne fournit pas des solutions de départ suffisamment approchées. Nous avons été conduits à adapter nos procédés de calcul pour résoudre cette difficulté. Ces travaux nous ont permis d'établir théoriquement des filtres qui améliorent très sensiblement les résultats actuels, tout en comportant beaucoup moins de couches.

L'intérêt de ces calculs ne devient évident que si l'on est capable de réaliser expérimentalement les revêtements calculés. Nous avons donc été amenés à mettre au point un procédé de contrôle optique direct suffisamment sensible et précis. Dans ce but nous avons repris l'étude de principe du MAXIMETRE pour l'adapter au contrôle d'empilements de couches d'épaisseurs optiques inégales. Ceci devait nous amener à étudier l'influence de la dispersion de l'indice sur le contrôle en $\frac{d\lambda}{dT}$. La encore, la complexité des calculs numériques nécessitait l'emploi de l'ordinateur pour la préparation théorique du programme de contrôle en particulier pour déterminer les longueurs d'onde les mieux adaptées. Mais le calcul théorique ne peut être en accord avec l'expérience que si les valeurs des indices effectivement déposées sont très correctement déterminées.

Nous avons montré comment par le calcul il était possible de déduire ces va-
leurs et d'obtenir ainsi une simulation presque parfaite de l'expérience qu'il
faut réaliser pour obtenir le filtre désiré. L'ordinateur nous a encore rendu
un service considérable en nous permettant d'étudier les résultats expérimentaux
obtenus et de détecter les erreurs commises. L'emploi du calculateur à tous les
stades de la réalisation justifierait son utilisation en temps réel.

Cependant les conditions actuelles nous ont permis d'obtenir avec une
excellente reproductibilité les résultats théoriquement prévus. Le contrôle
en $\overline{dp}$ malgré ses servitudes, s'est révélé bien adapté au problème du contrô-
le direct de couches d'épaisseurs quelconques.

Remarquons enfin que dans tous ces travaux, le modèle mathématique simple
utilisé pour représenter un empilement de couches s'est avéré suffisant.

Si l'activité du Laboratoire AIME COTTON nous a plus spécialement orientés
vers l'étude des revêtements réflecteurs à large bande, l'ensemble des méthodes
expérimentales et théoriques mises au point permet d'aborder le problème de
l'utilisation des couches minces diélectriques pour réaliser de nombreux autres
types de filtres optiques.

QUELQUES COMBINAISONS CALCULEES

A N N E X E

FILTRE	NO. 1	NO. 2	NO. 3	NO. 4	NO. 5
NOMBRE DE COUCHES.	15	15	7	9	9
DOMAINE SPECTRAL	*4000.A-7000.A	*4000.A-7000.A	*4000.A-8000.A	*4000.A-8000.A	*4500.A-7000
R MAXIMUM.	.991	.992	.736	.865	.917
R MINIMUM.	.931	.944	.562	.773	.864
EPAISSEURS	1 683. SZN	683. SZN	1034. SZN	861. SZN	1100. SZN
	2 1202. CRY	1202. CRY	1949. CRY	1363. CRY	1350. CRY
	3 683. SZN	684. SZN	892. SZN	737. SZN	1087. SZN
	4 1202. CRY	1202. CRY	1547. CRY	1285. CRY	1096. CRY
	5 667. SZN	684. SZN	677. SZN	600. SZN	590. SZN
	6 1173. CRY	1202. CRY	801. CRY	1033. CRY	938. CRY
	7 667. SZN	684. SZN	429. SZN	499. SZN	563. SZN
	8 973. CRY	997. CRY		603. CRY	950. CRY
	9 553. SZN	555. SZN		380. SZN	746. SZN
	10 973. CRY	894. CRY			
	11 442. SZN	448. SZN			
	12 777. CRY	757. CRY			
	13 427. SZN	470. SZN			
	14 752. CRY	806. CRY			
	15 427. SZN	428. SZN			
ANGSTROMS.	16	17	18	19	20
	17	18	19	20	21

NO. 10

15

1000-A-7000

• 982

• 958

838.	SZ
1207.	CF
746.	SZ
1260.	CF

675.	SZ
1117.	CH
730.	SZ
997.	CH

579.	57
937.	CH
475.	57
812.	CH

448.
694.
425.

FILTRE	NO. 11	NO. 12	NO. 13	NO. 14	NO. 15
NOMBRE DE COUCHES.	15	17	17	19	21
DOMAINE SPECTRAL	*4500.A-7000.A	*4000.A-8000.A	*4000.A-7000.A	*4000.A-8000.A	*4000.A-8000.A
R MAXIMUM.	.991	.984	.993	.992	.994
R MINIMUM.	.962	.929	.968	.964	.973
EPAISSEURS	1 969. SZN	422. SZN	429. SZN	912. SZN	1053. SZN
	2 1630. CRY	763. CRY	891. CRY	1504. CRY	1791. CRY
	3 653. SZN	489. SZN	496. SZN	786. SZN	696. SZN
	4 1853. CRY	972. CRY	846. CRY	1351. CRY	1557. CRY
	5 600. SZN	526. SZN	425. SZN	808. SZN	654. SZN
	6 1238. CRY	874. CRY	838. CRY	1245. CRY	1530. CRY
	7 1048. SZN	461. SZN	500. SZN	771. SZN	691. SZN
	8 1045. CRY	929. CRY	985. CRY	1325. CRY	1299. CRY
	9 560. SZN	609. SZN	533. SZN	642. SZN	776. SZN
MECANIQUES	10 1063. CRY	1465. CRY	1076. CRY	1284. CRY	1204. CRY
	11 554. SZN	675. SZN	775. SZN	744. SZN	622. SZN
EN	12 1099. CRY	1305. CRY	1095. CRY	913. CRY	1473. CRY
	13 555. SZN	801. SZN	632. SZN	475. SZN	586. SZN
	14 1042. CRY	1257. CRY	1257. CRY	833. CRY	952. CRY
	15 554. SZN	773. SZN	765. SZN	494. SZN	479. SZN
ANGSTROMS.	16 1376. CRY	1376. CRY	1073. CRY	1009. CRY	940. CRY
	17 927. SZN	927. SZN	892. SZN	499. SZN	490. SZN
	18 768. CRY	768. CRY	768. CRY	768. CRY	943. CRY
	19 409. SZN	409. SZN	409. SZN	409. SZN	514. SZN
	20 416. SZN	416. SZN	416. SZN	416. SZN	768. SZN
	21 416. SZN	416. SZN	416. SZN	416. SZN	416. SZN

F I L T R E NO. 16

12 couches

Domaine spectral 8000 Å - 35000 Å

INCIDENCE 22°

EPAISSEURS	1	*	440	.	CRY
	2	*	2851	.	SZN
MECANIQUES	3	*	4335	.	CRY
	4	*	2844	.	SZN
EN	5	*	2974	.	CRY
	6	*	868	.	SZN
ANGSTROM	7	*	2462	.	CRY
	8	*	2407	.	SZN
	9	*	934	.	CRY
	10	*	568	.	SZN
	11	*	1499	.	CRY
	12	*	410	.	SZN

fig. 5
- FILTRE 1 -

RELEVEMENT 15 COUCHES

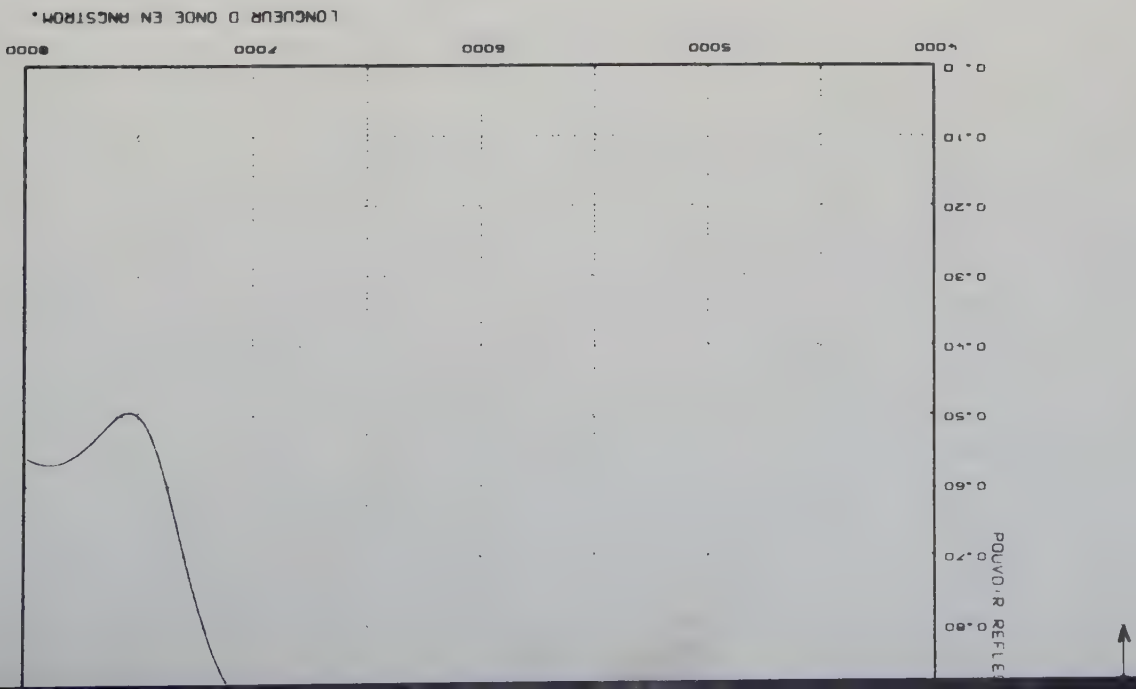
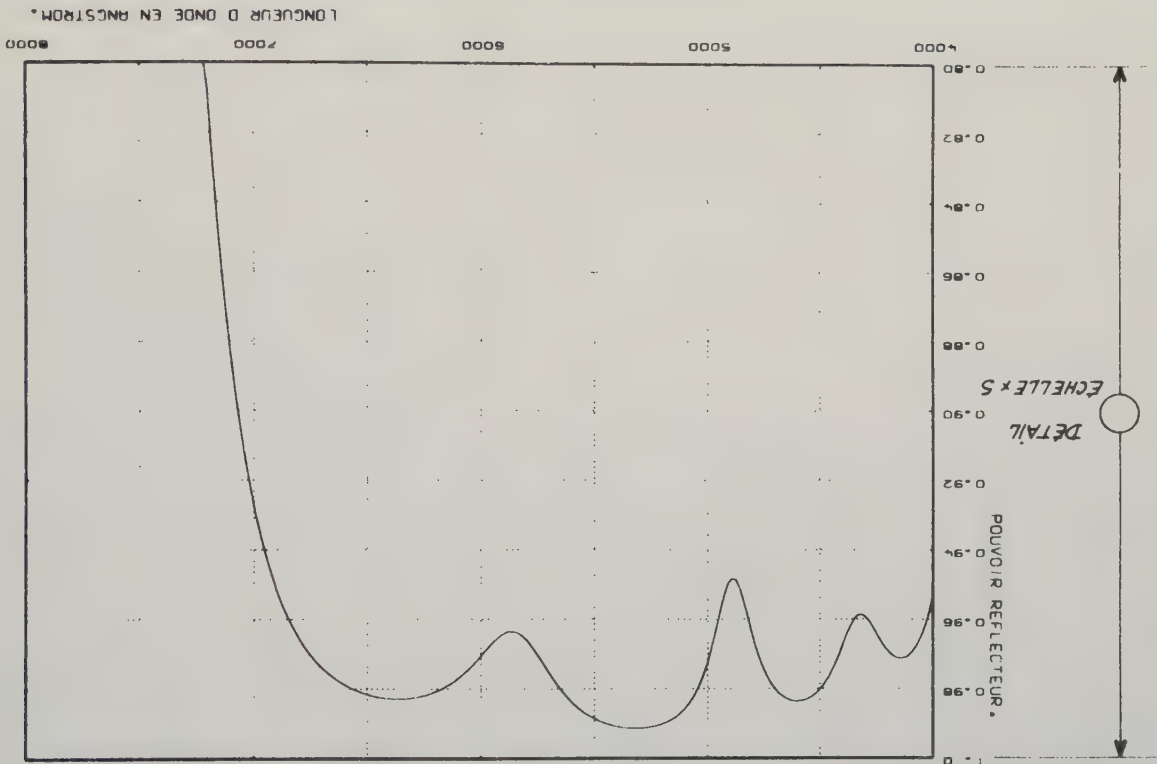
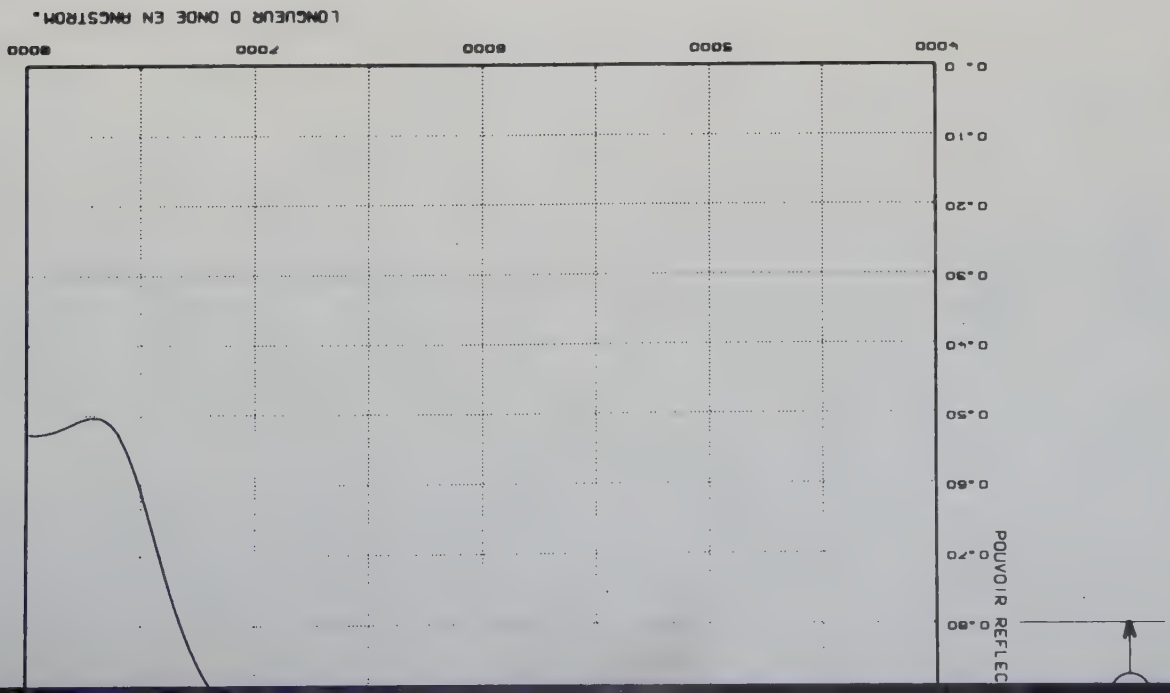
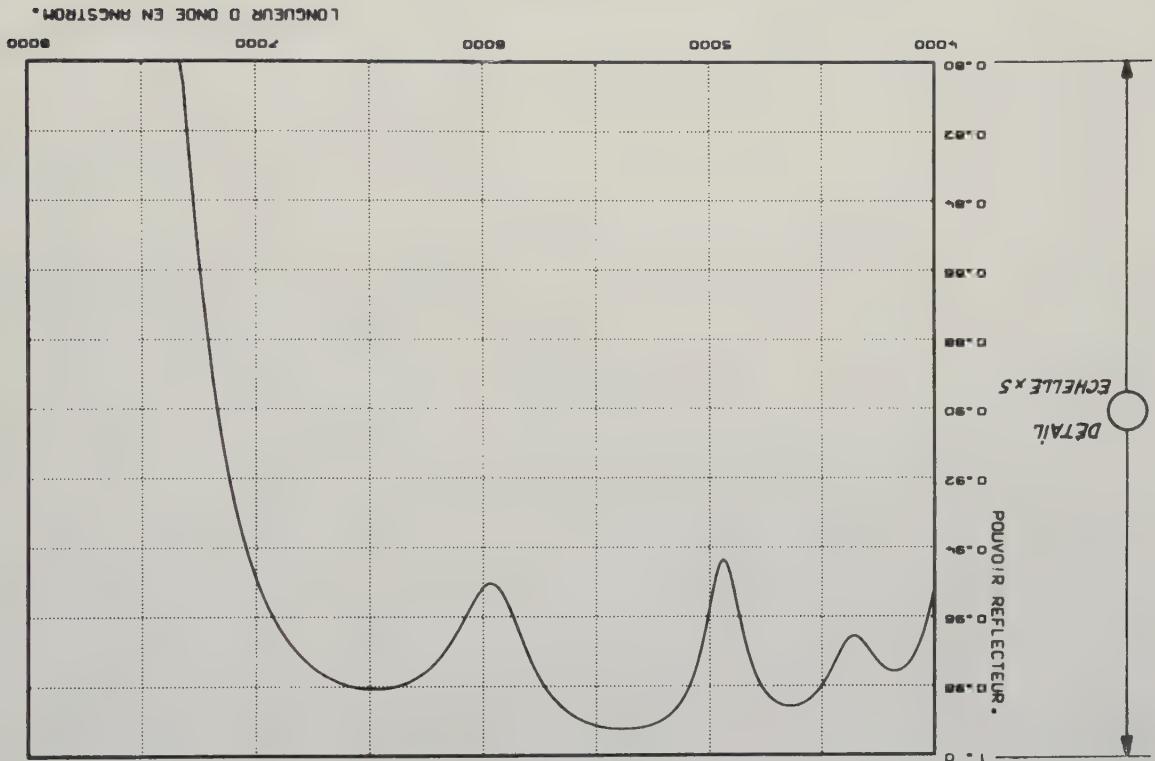
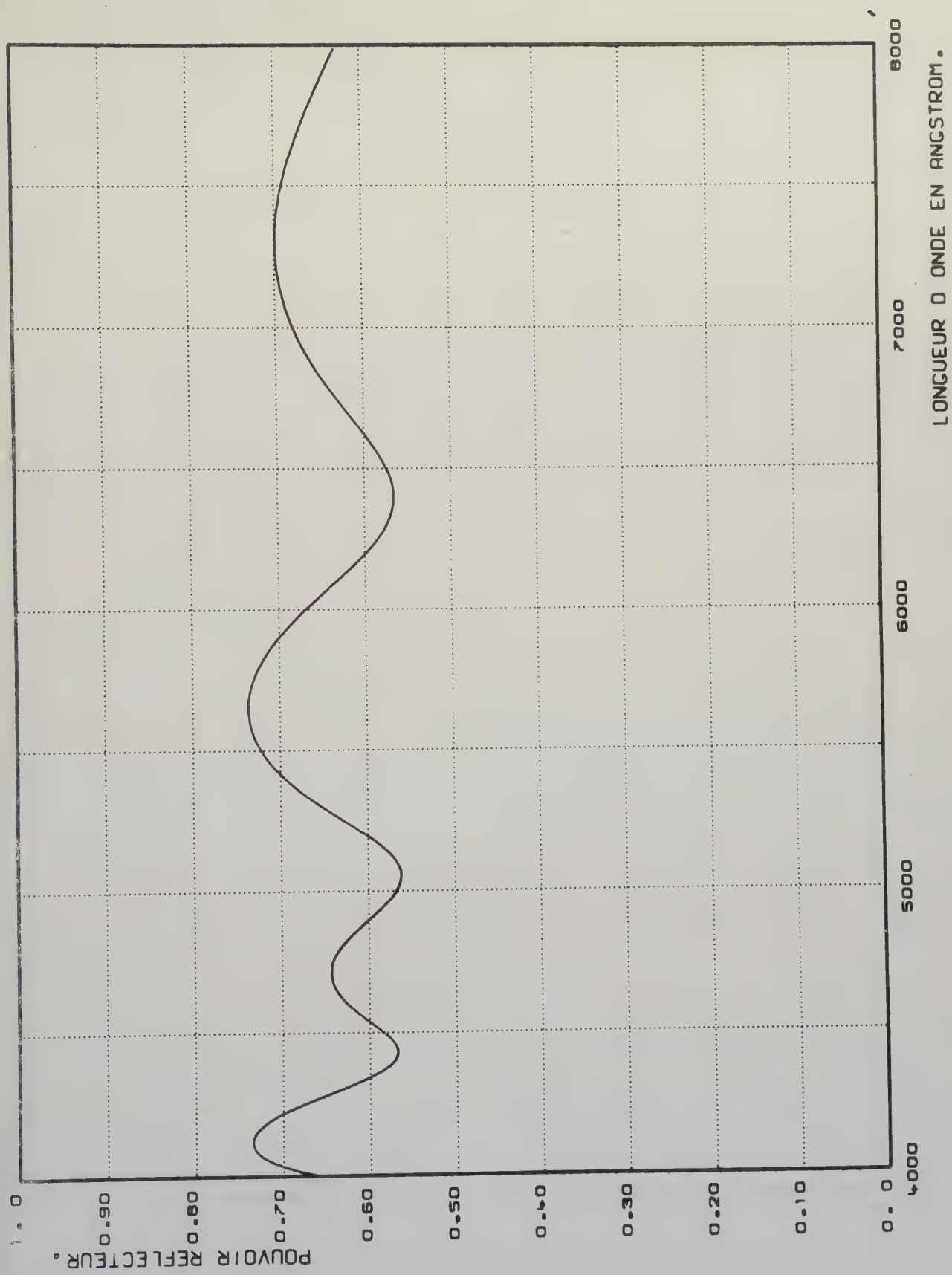


fig. 7
- FILTRE 2 -

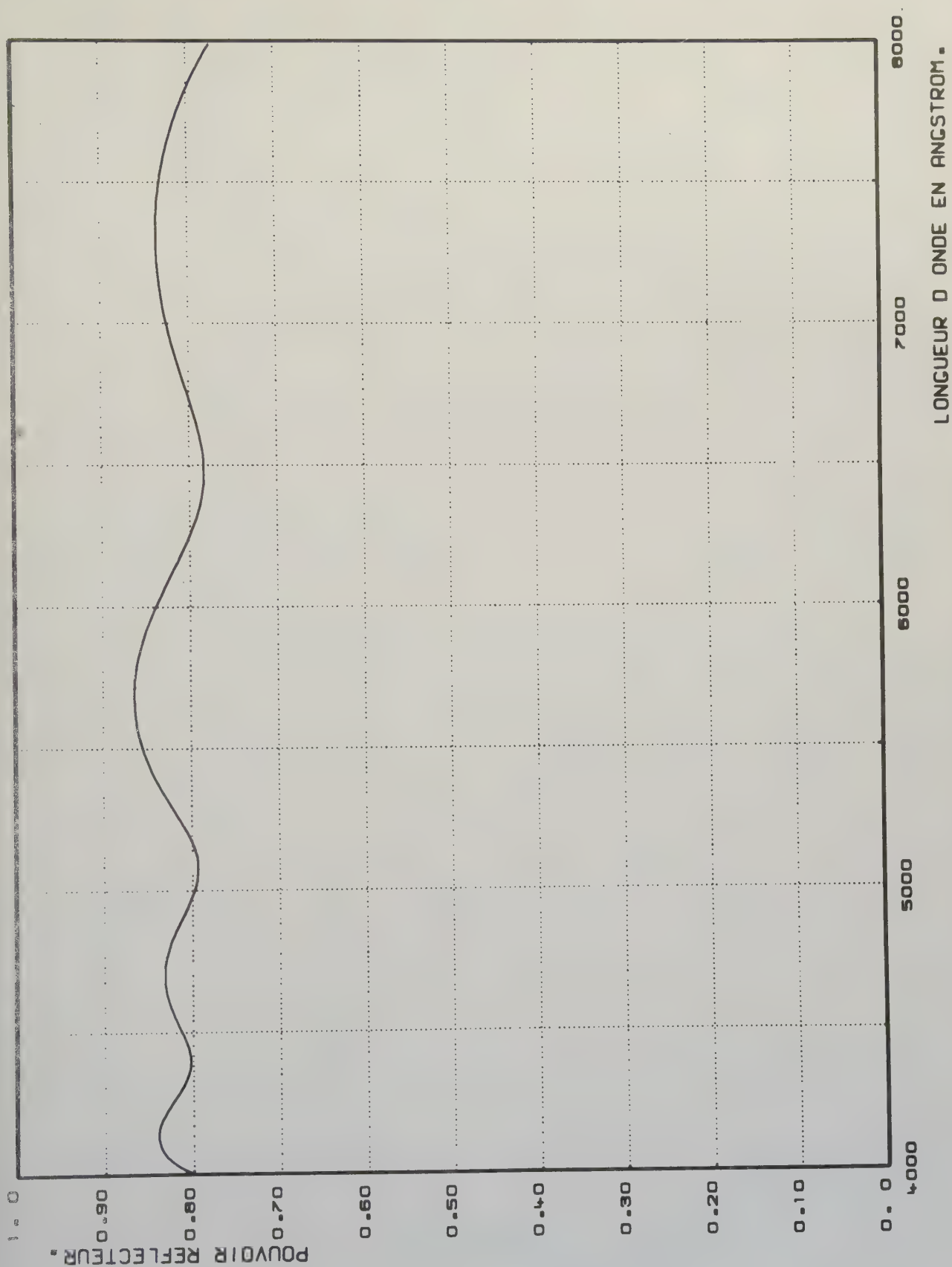
REVETEMENT 15 COUCHES





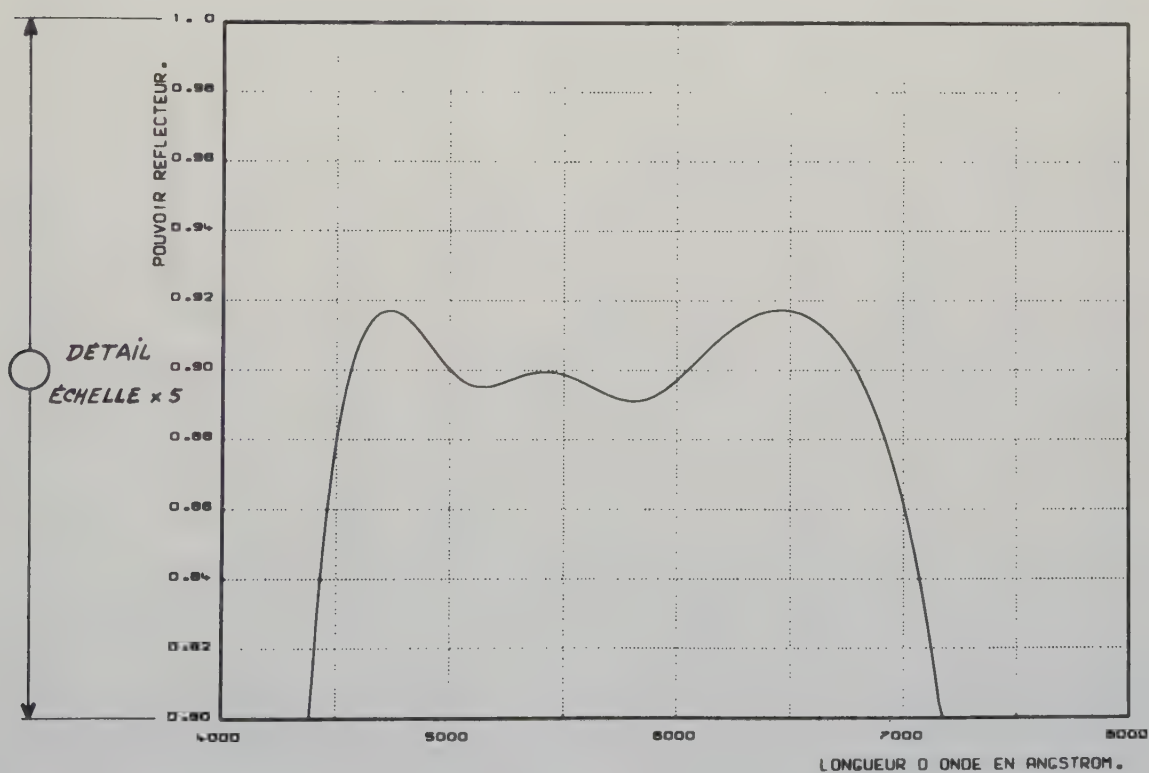
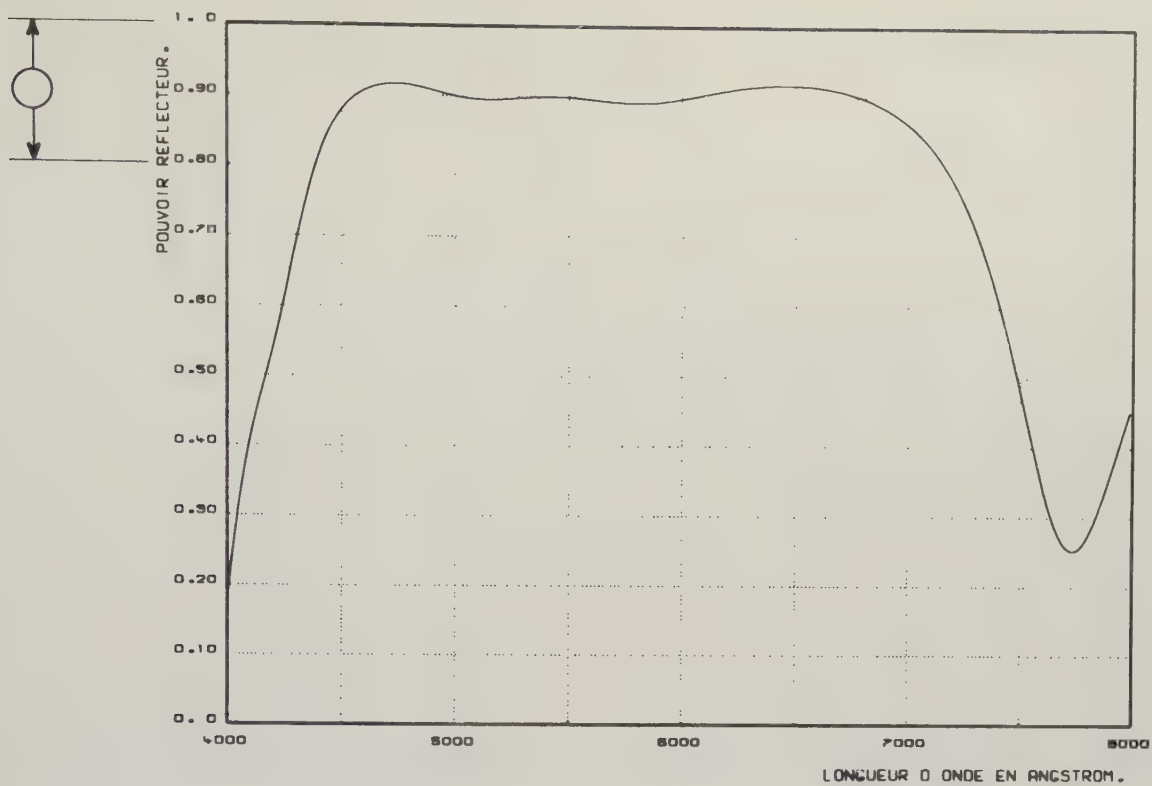
REVETEMENT 7 COUCHES

fig. 8 Filtre 3



REVETEMENT 9 COUCHES

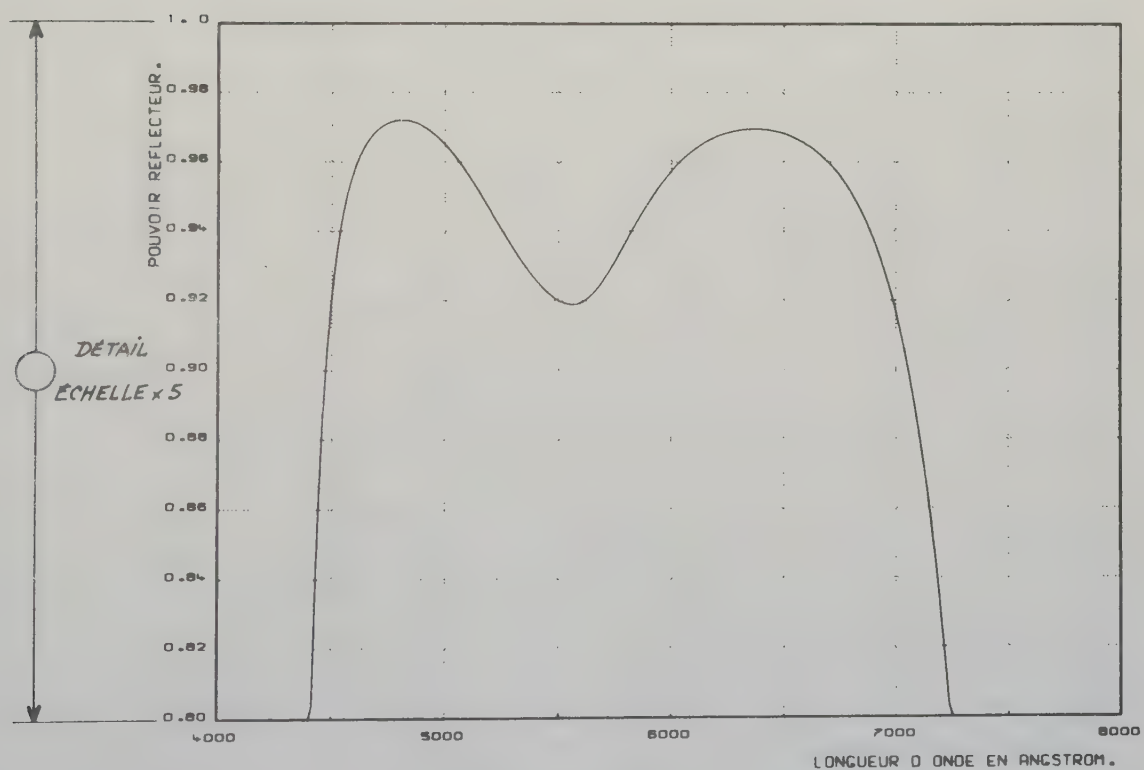
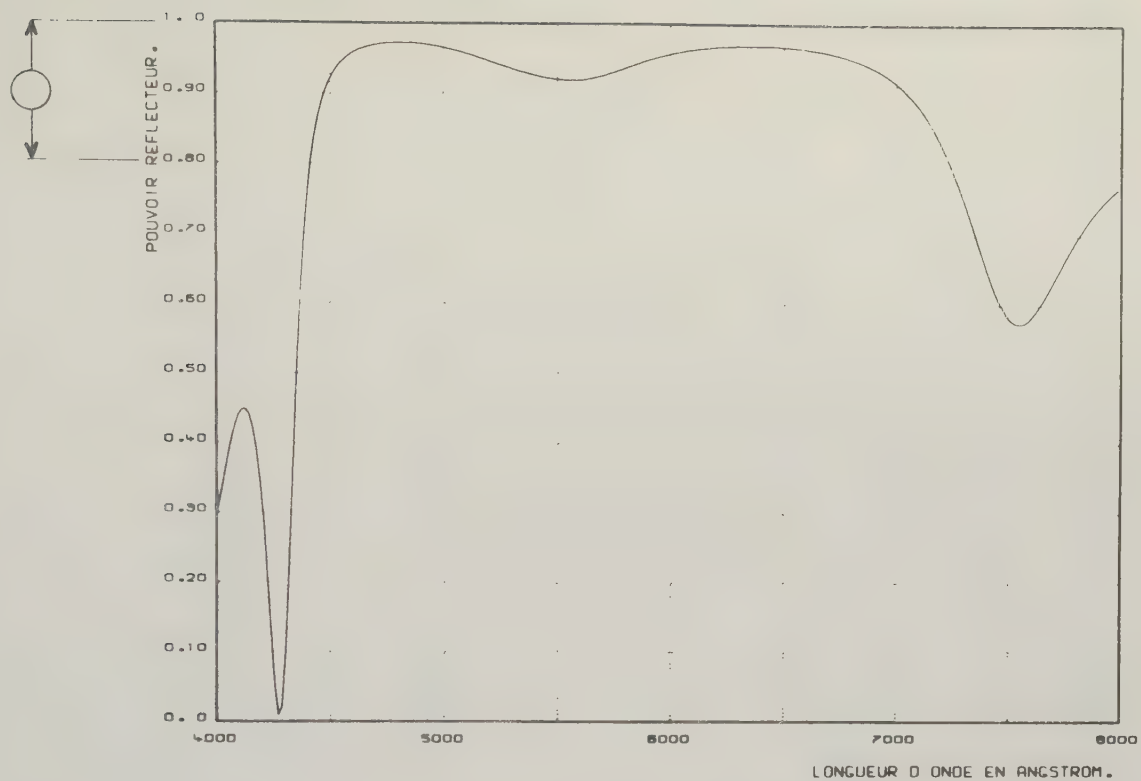
fig. 9 Filtre 4



REVETEMENT 9 COUCHES

- FILTRE 5 -

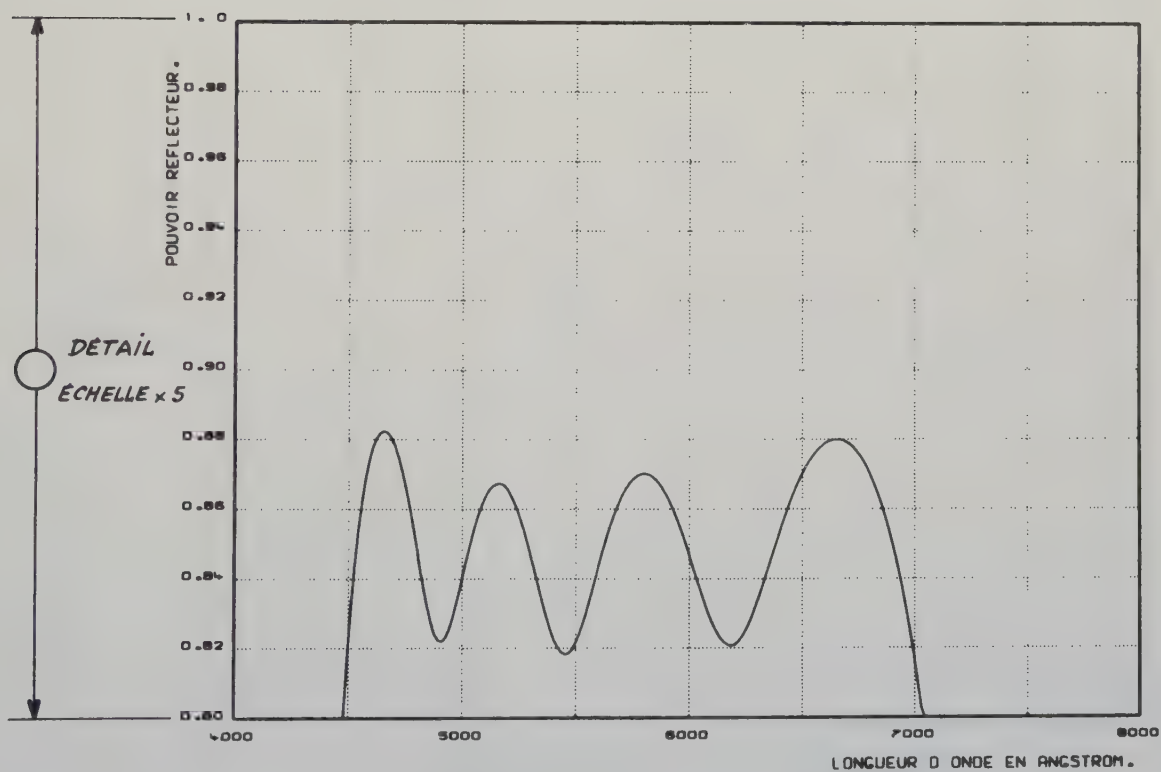
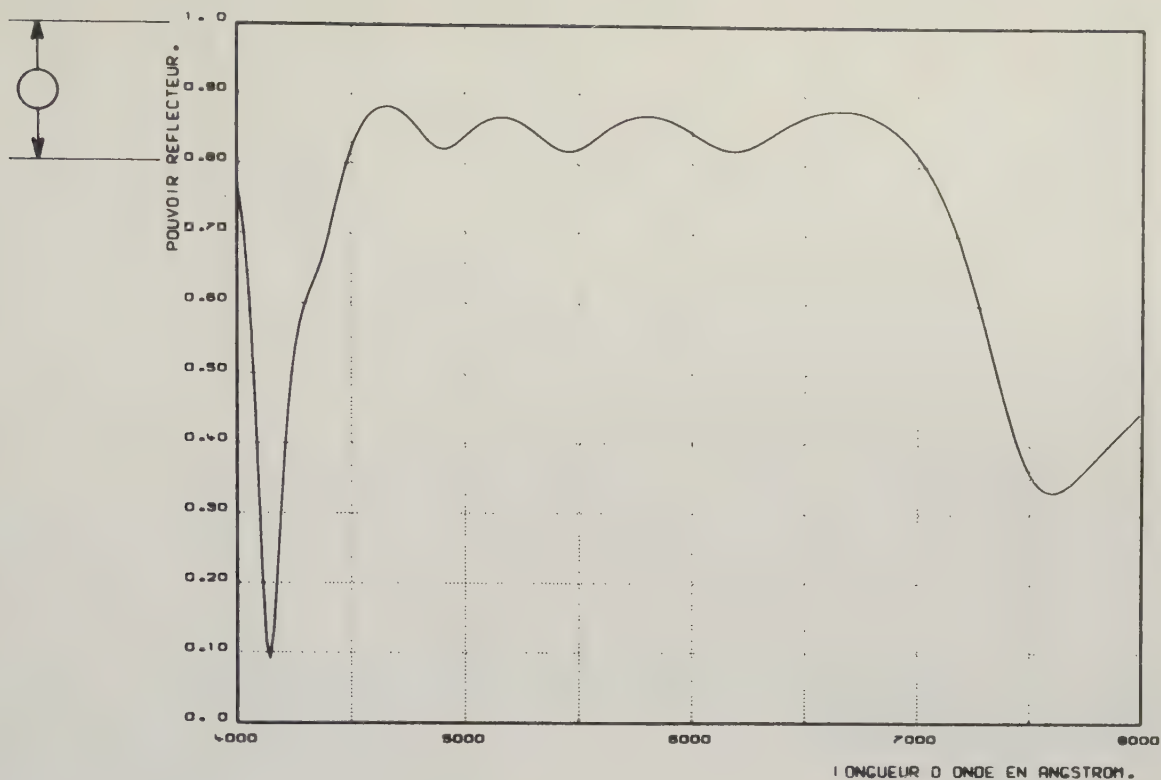
fig. 10



REVETEMENT 11 COUCHES

_ FILTRE 6 _

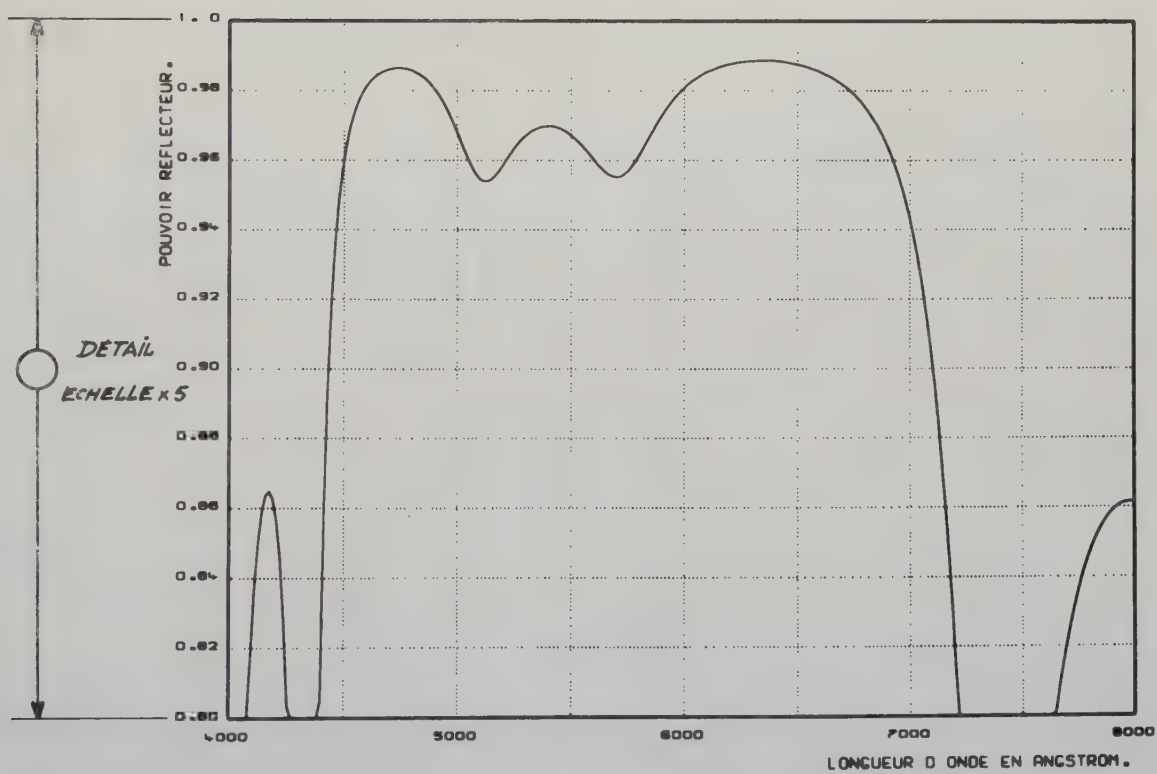
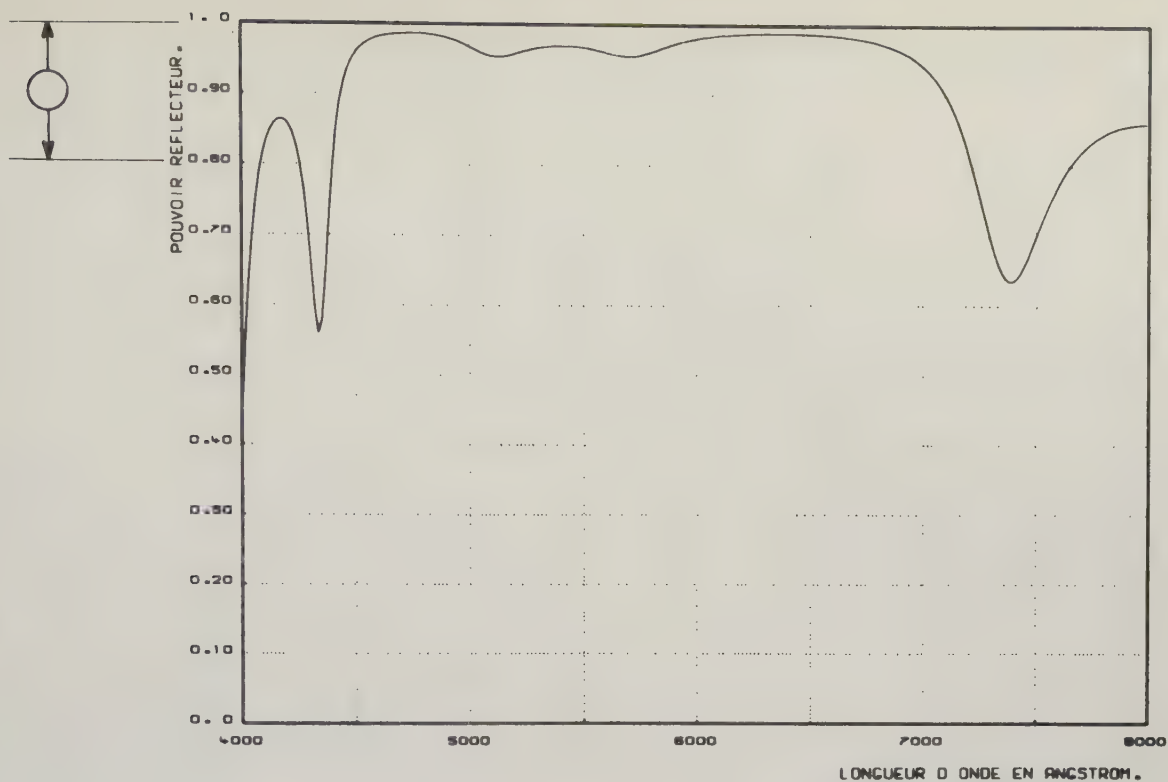
fig. 11



REJETEMENT 11 COUCHES

- FILTRE 7 -

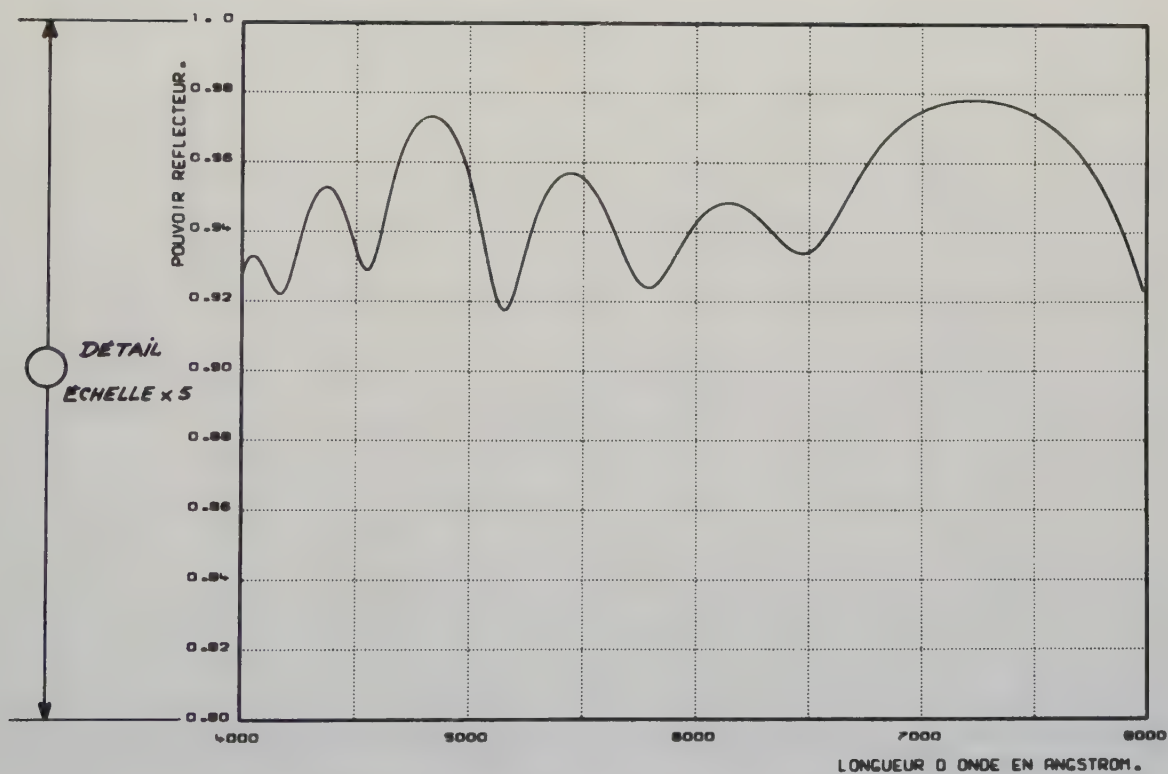
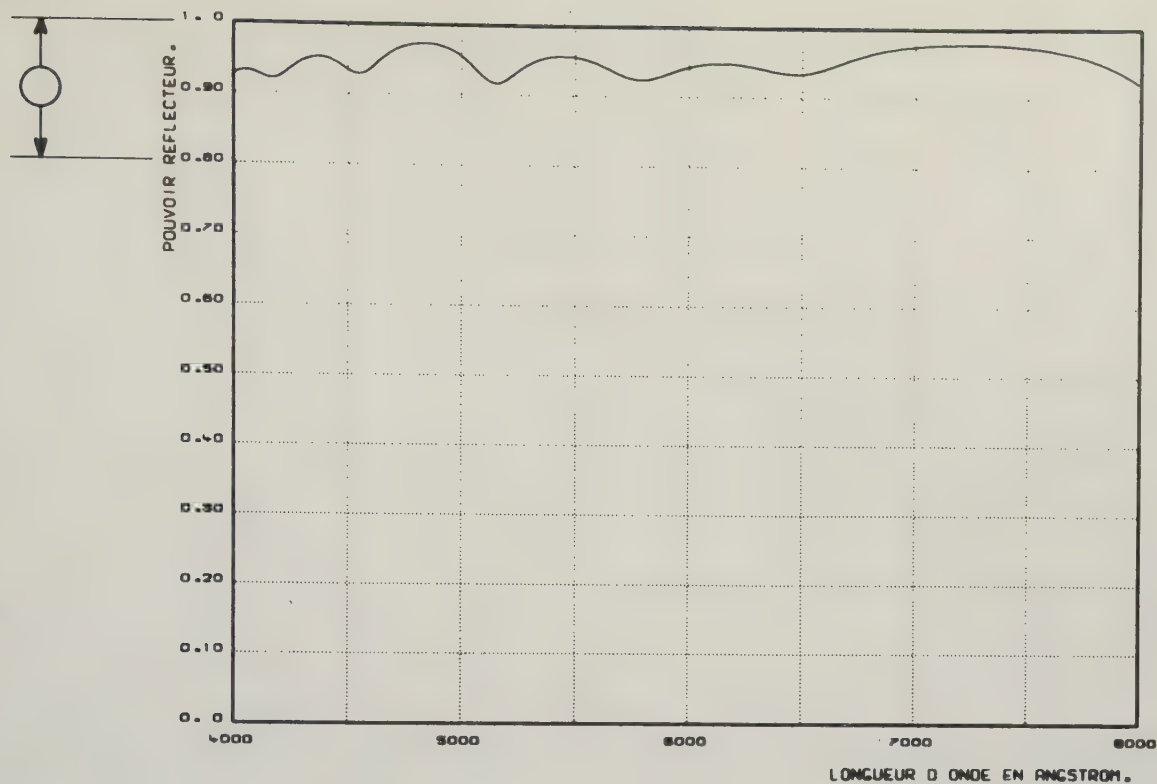
fig. 12



REJETEMENT 13 COUCHES

_ FILTRE 8 _

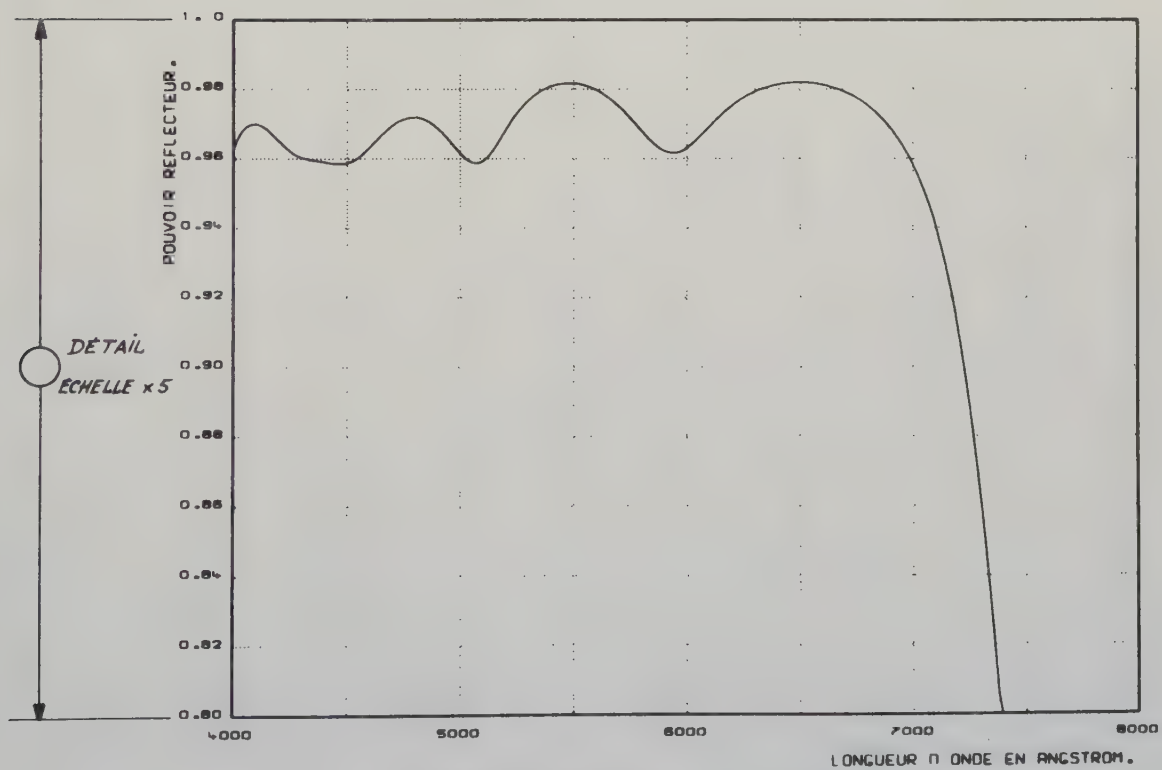
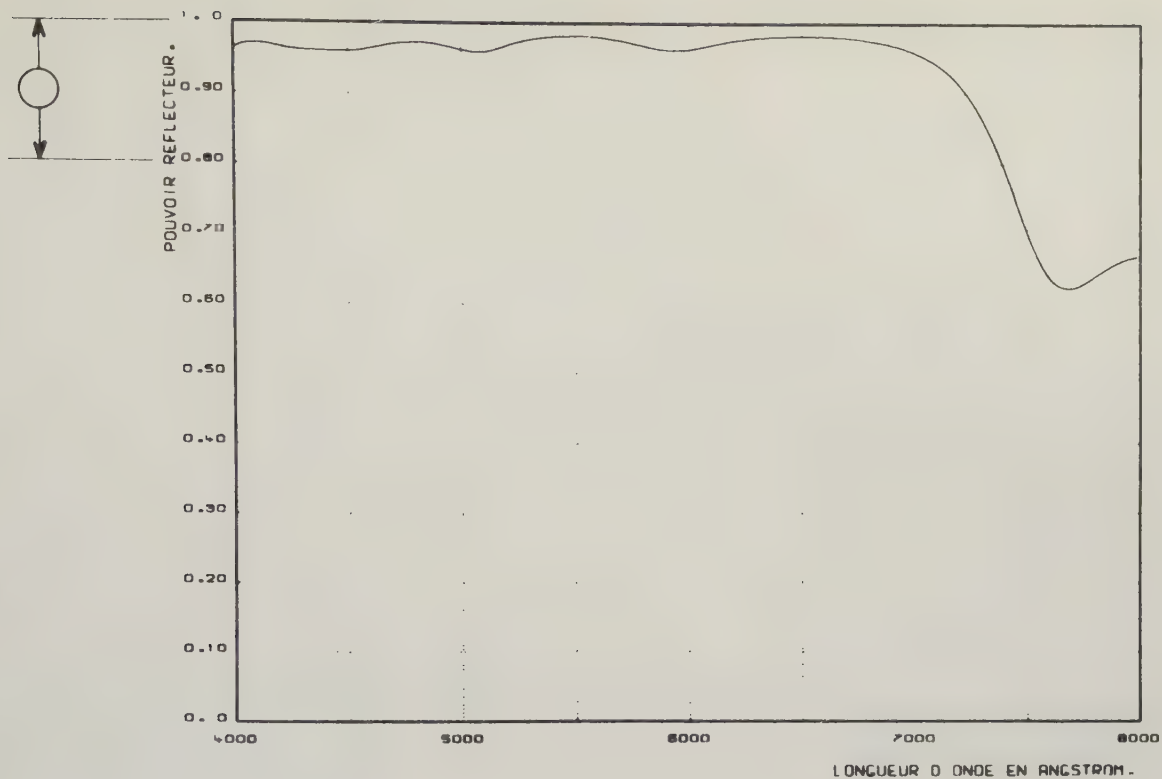
fig. 13



REVETEMENT 15 COUCHES

FILTRE 9.

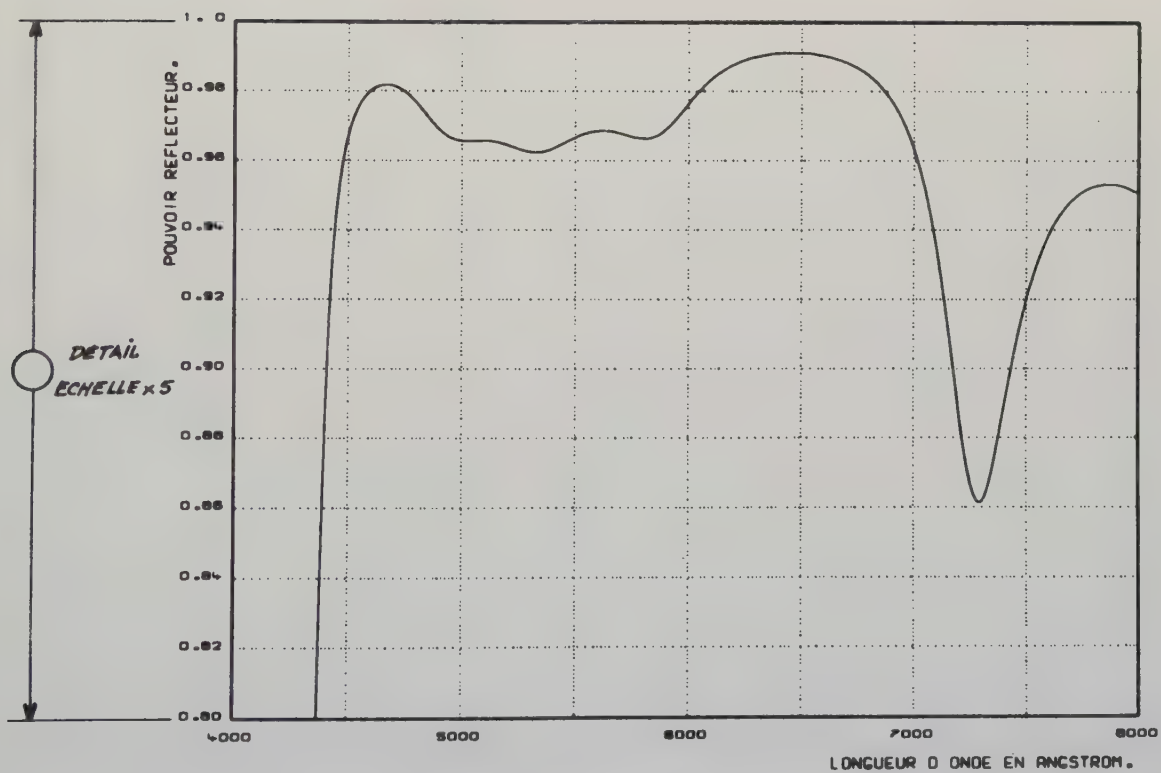
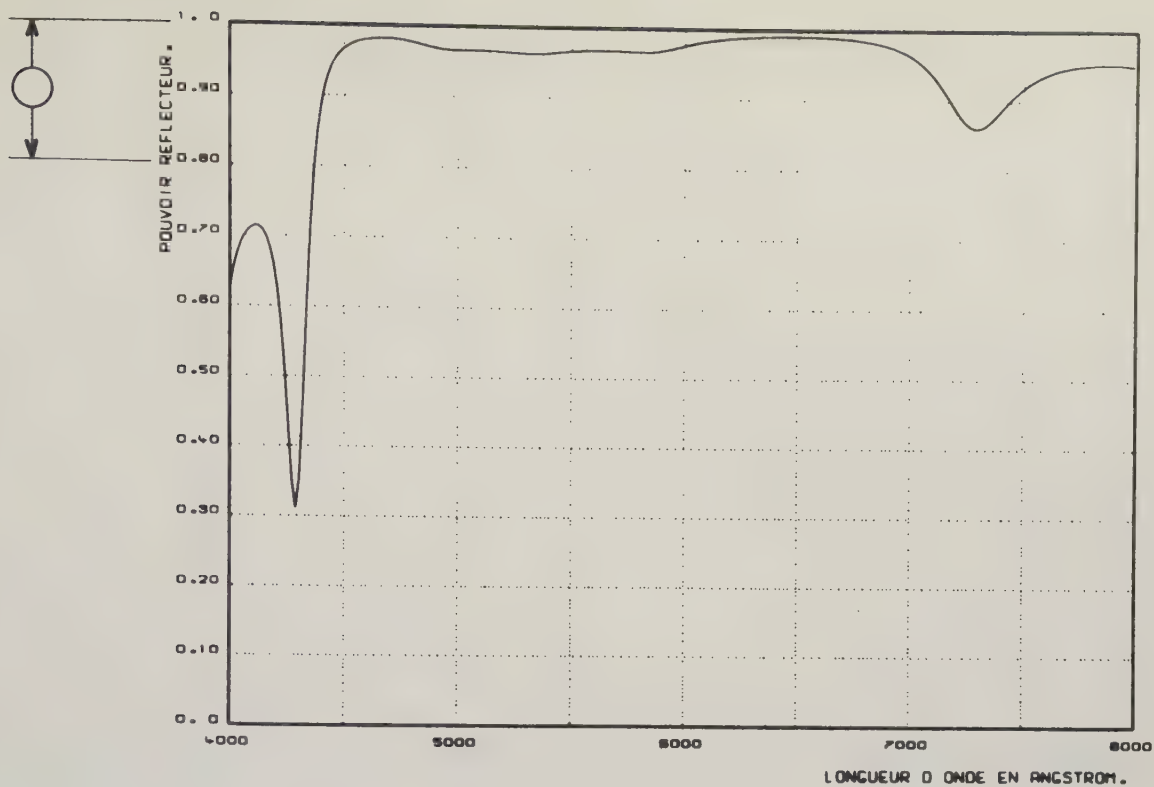
fig. 14



REVETEMENT 15 COUCHES

- FILTRE 10 -

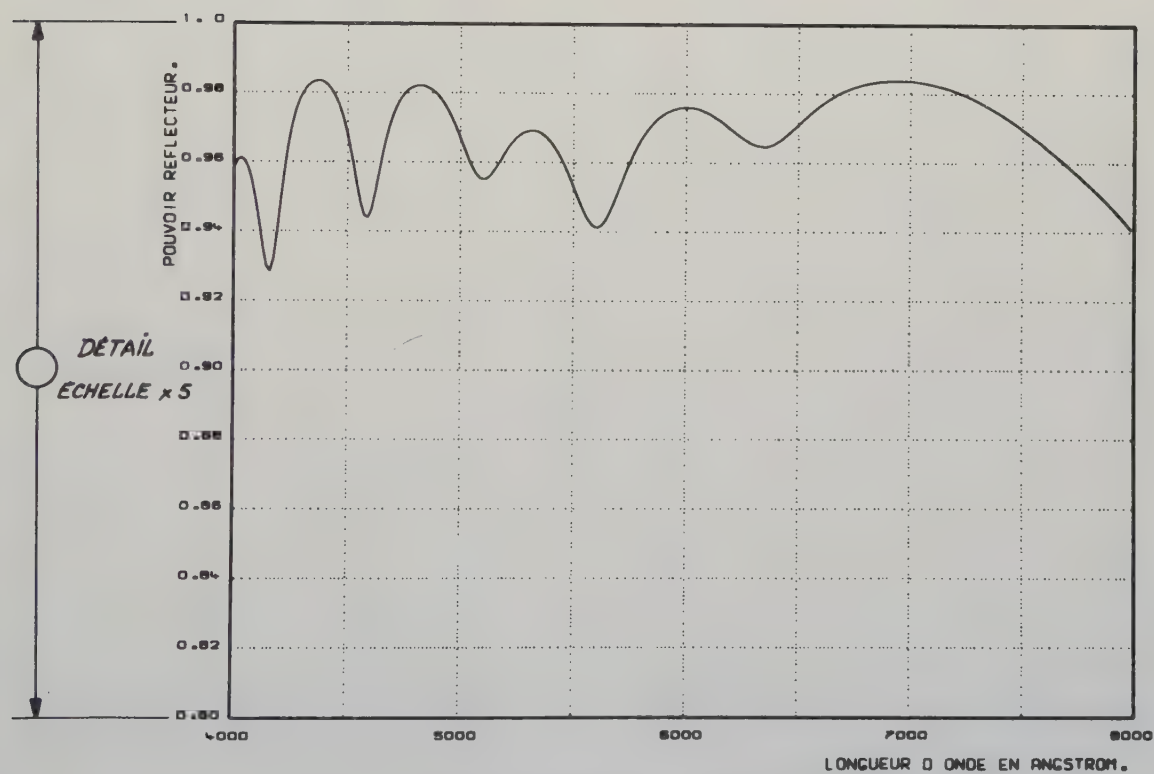
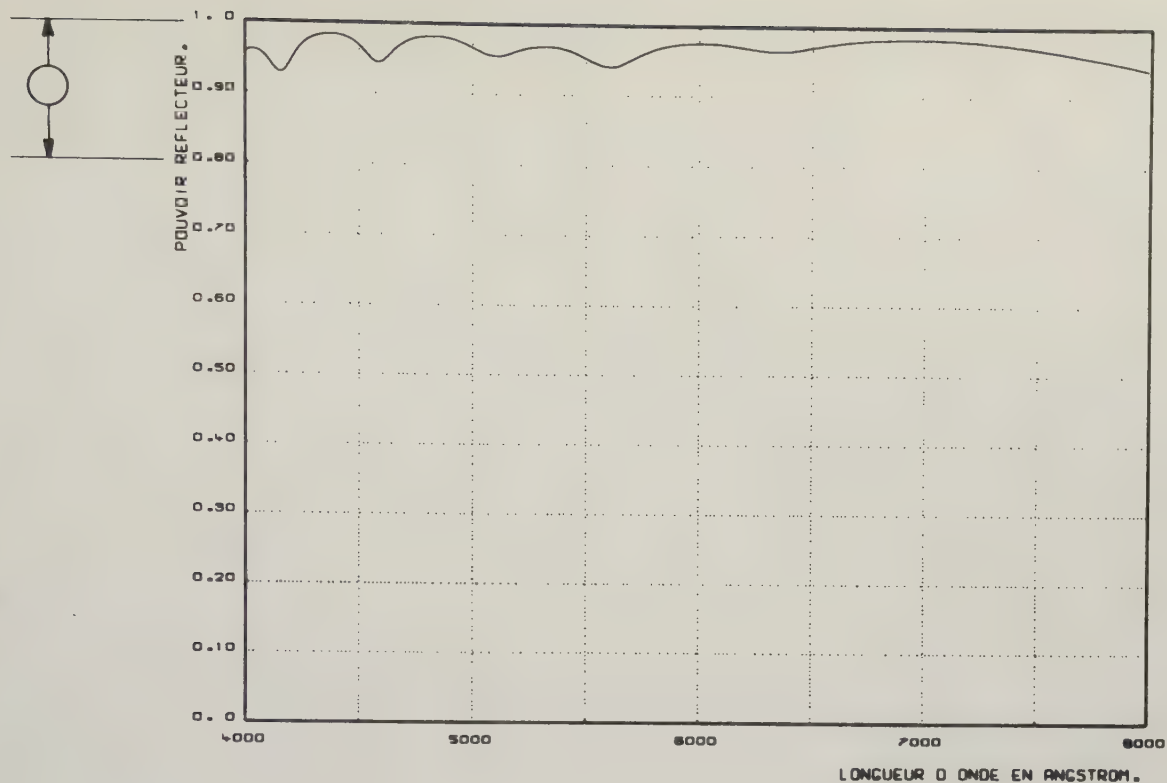
fig. 15



REVETEMENT 15 COUCHES

- FILTRE 11 -

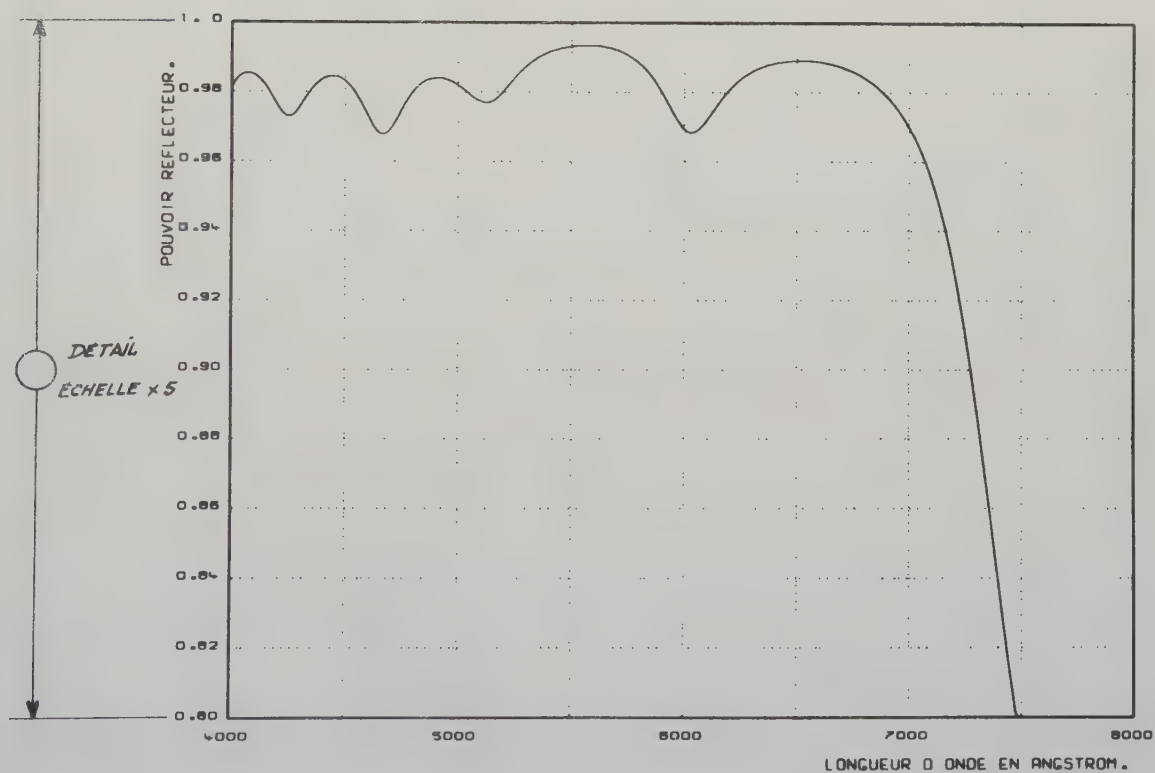
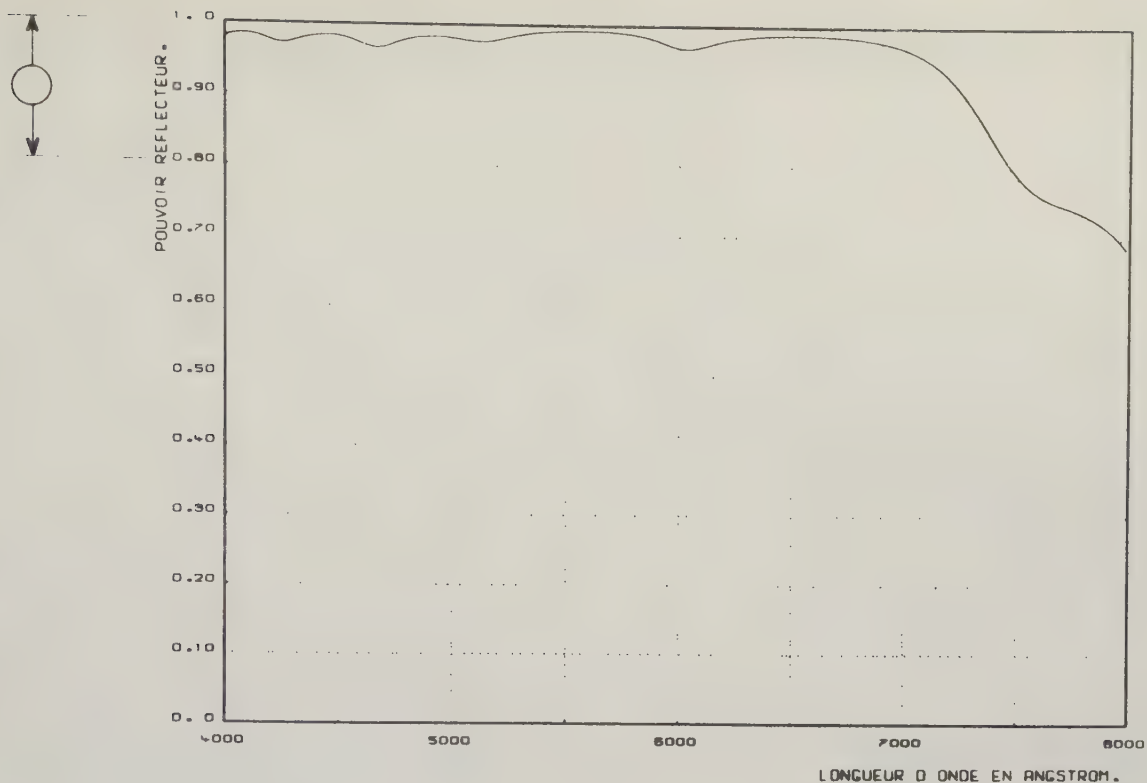
fig. 16



REVETEMENT 17 COUCHES

- FILTRE 12 -

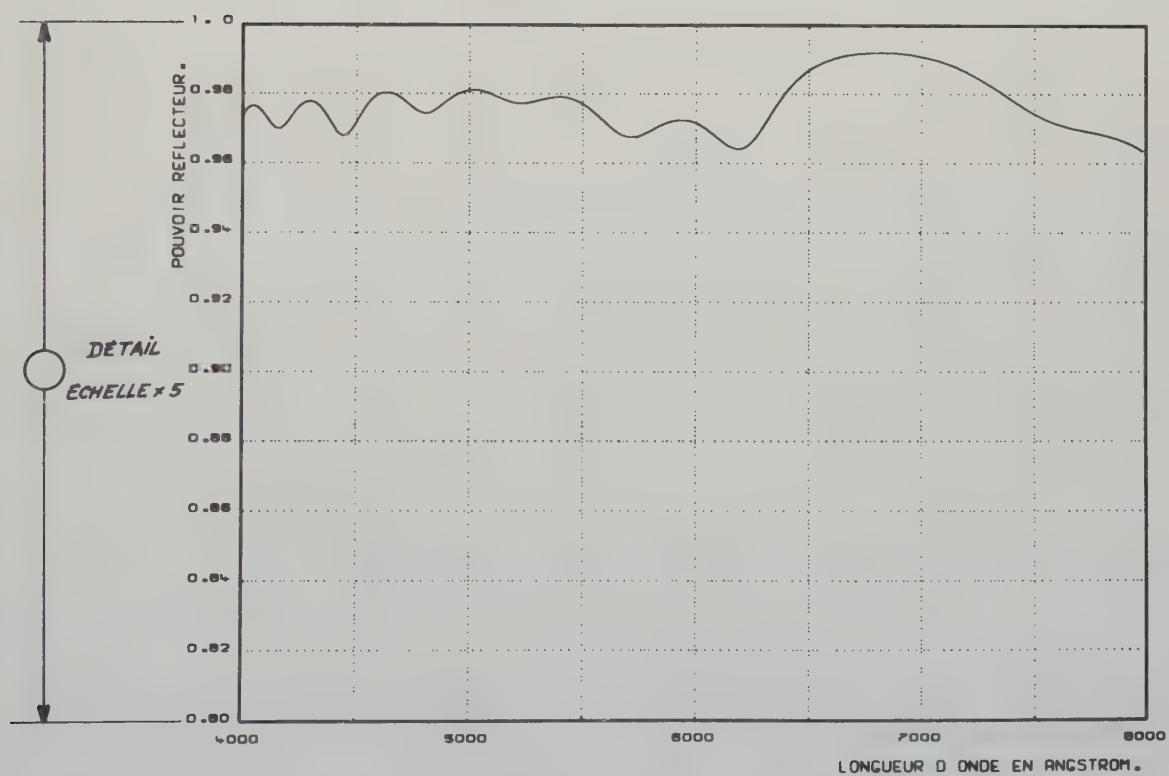
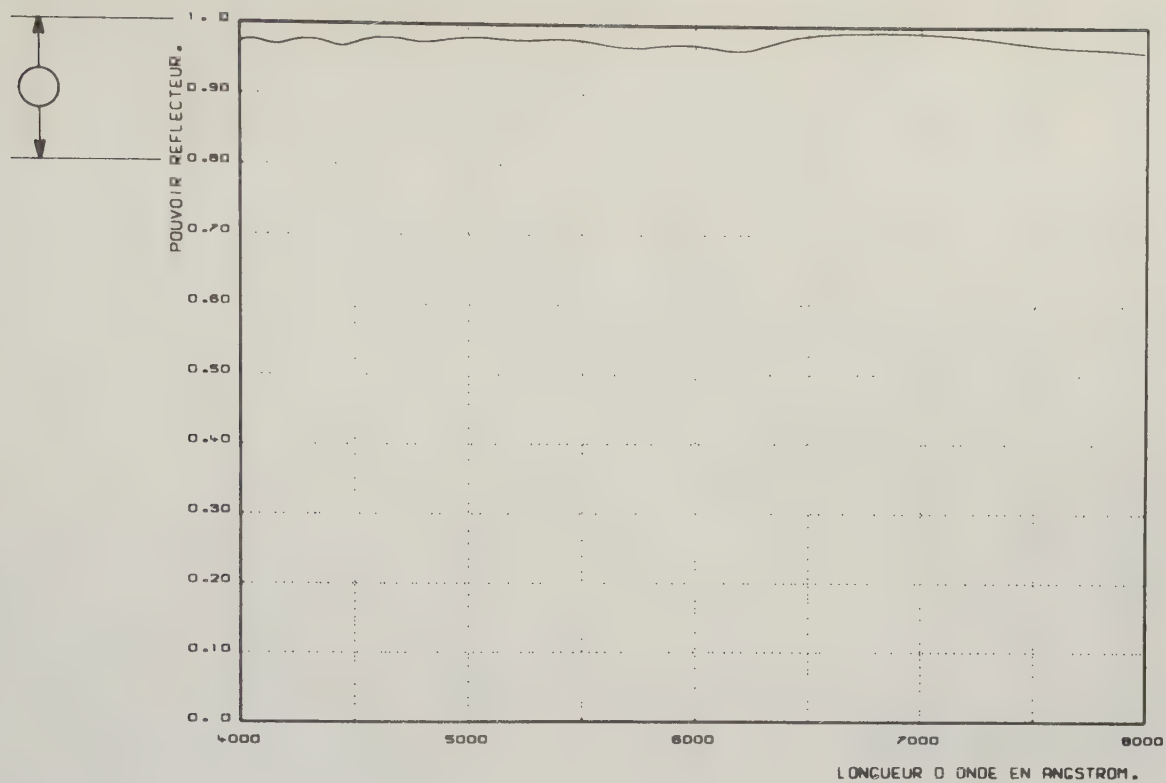
fig. 17



REJETEMENT 17 COUCHES

- FILTRE 13 -

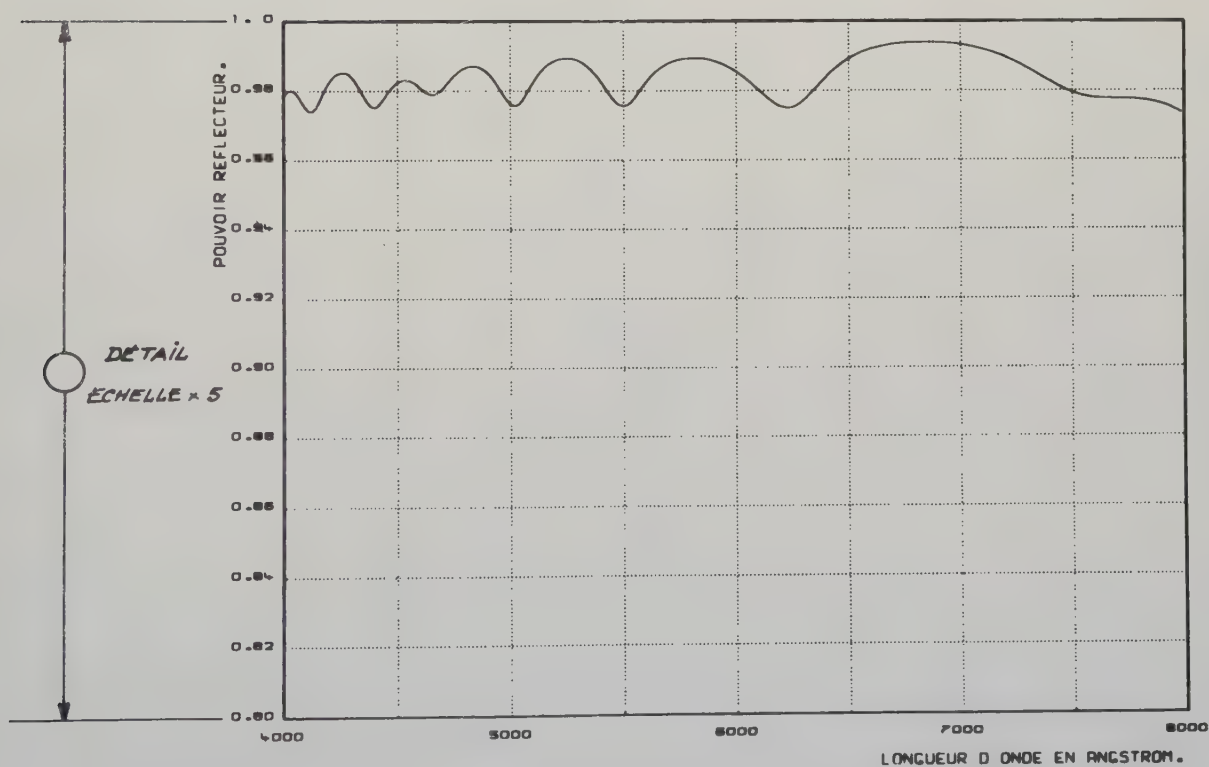
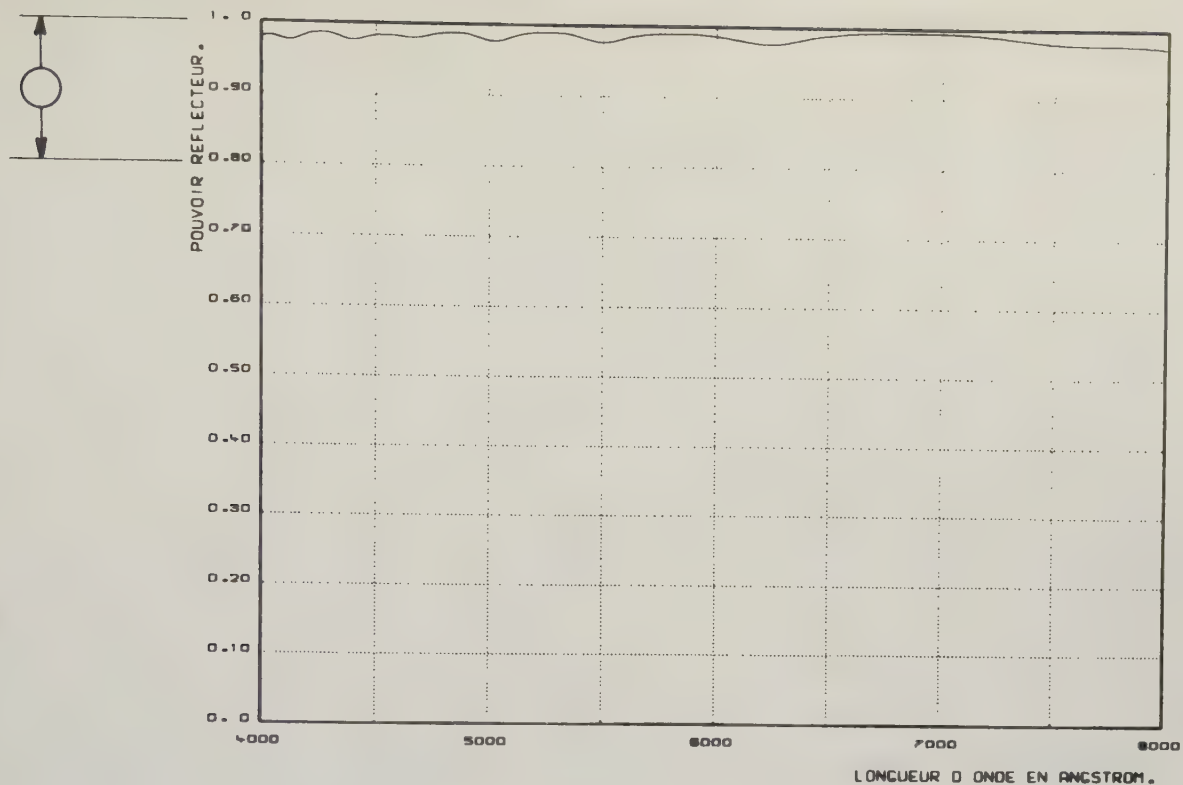
fig. 18



REVETEMENT 19 COUCHES

- FILTRE 14 -

fig. 19

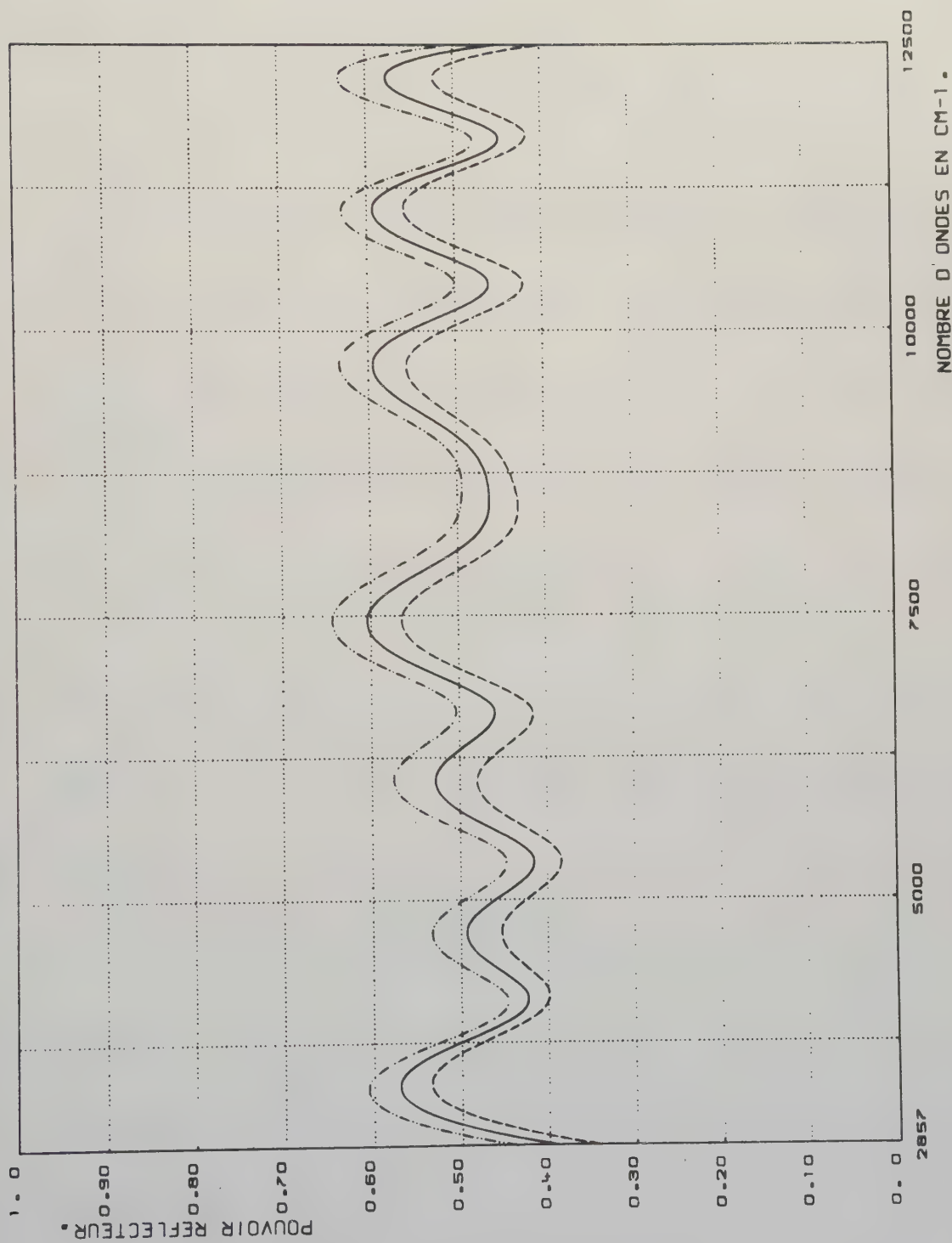


REVETEMENT 21 COUCHES

- FILTRE 15.

fig.20

POLARISATION S
LUMIERE NATURELLE
POLARISATION P



SEPARATRICE 12 COUCHES.

INCIDENCE 22 DEGRES.

fig.21 Filtre 16

B I B L I O G R A P H I E

- [1] COTTON P. et ROUARD P.
J. Physique 11 462 (1950) (Ce tome 11 est consacré au colloque de Marseille p 307 - 480)
VASICEK A.
Optics of thin films North Holland Publishing Co., Amsterdam (1960)
HASS G.
Physics of thin films Académic Press London (1963), (1964), (1967),....
MAYER H.
'Physik dünner Schichten Wissenschaftliche M B H , Stuttgart (1950)
HEAVENS O.S.
Optical Properties of thin solid films Butterworths, London (1955)
VAN HEEL A.C.S.
Advanced Optical Techniques (chapitre V Optics on thin films F. ABELES p 144-188) North Holland Publishing Co., Amsterdam (1967)
- [2] BERNING J.A. , BERNING P.H.
J. Opt. Soc. Am. 50 813 (1960)
BERNING P.H. in : Physics of thin films vol 1 p 69-121 (déjà cité)
- [3] SCHROEDER J.D.
J. Opt. Soc. Am. 52 1380 - 1386 (1962)
Space Astronomy Laboratory Madison Wisconsin (Communication personnelle)
- [4] ABELES F.
Ann. Physique 5 596 - 640 et 706 - 784 (1950)
Ann. Physique 3 504 (1948)
- [5] MIELENZ K.D.
J. Res. Natl. Bur. Std. A63 297 - 300 (1959)
I bid A64 487 - 495 (1960)

- [6] POHLACK H.
Jenaer Jahrbuch 181 (1952)
I bid 79 (1956)
Voir également [1] VASICEK p 275 - 283
- [7] SMITH J.
J. Opt. Soc. Am. 48 43 - 50 (1958)
- [8] DUFOUR C.
Rev. Opt. 31 1 - 16 (1952)
- [9] HERPIN A.
C.R. Acad. Sci. 225 182 - 183 (1947)
- [10] EPSTEIN L.I.
J. Opt. Soc. Am. 42 806 - 810 (1952)
- [11] THELEN A.
In : Physics on thin films vol 5 p 47 (déjà cité)
J. Opt. Soc. Am. 53 1266 (1963)
Ibid 56 1533 (1966)
- [12] TURNER A.F. , BAUMEISTER P.W.
Appl. Optics 5 69 - 76 (1966)
- [13] YOUNG L. , CRISTAL E.G.
Appl. Optics 5 77 - 80 (1966)
- [14] SEELEY J.S.
J. Opt. Soc. Am. 54 342 - 346 (1964)
- [15] WEINSTEIN W.
Vacuum 4 3 - 19 (1954)

- [16] KNITTL Z.
Czechosl. Journ. Phys. 8 285 - 295 (1958)
- [17] DELANO E.
J. Opt. Soc. Am. 57 1529 - 1533 (1967)
- [18] COTTON P.
J. Physique 11 321 - 326 (1950)
- [19] GIACOMO P.
Proceedings of the second colloquium on thin films (1967) BUDAPEST
Vandenoek et Ruprecht in Gottingen p 225 - 232
- [20] ANDERS H.
Optik 25 7 - 16 (1967)
- [21] JACOBSSON R.
Conférence on Optical matériel Paris 5-8 juillet 1961
- [22] TRICOLES G.
J. Physique 25 262 - 267 (1964) (Ce tome 25 est consacré au colloque de Marseille 1963).
- [23] KARD P.G.
Opt. Spectry . 16 497 (1964)
- [24] FURMAN S.A.
Opt. Spectry. 21 280 (1966)
- [25] BAUMEISTER P.W. et STONE J.M.
J. Opt. Soc. Am. 46 228 - 229 (1956)
- [26] BAUMEISTER P.W.
J. Opt. Soc. Am. 48 955 - 958 (1958)

- [27] BAUMEISTER P.W.
J. Opt. Soc. Am. 52 1149 - 1152 (1962)
- [28] BADOUAL R.
Proceedings of the Colloquium on thin films 20 - 23 Avril 1965
BUDAPEST p 171 - 179
- [29] PERROT M. , PAPINI F. et DAVID J.P.
Ibid p 139 - 146
- [30] DOBROWOLSKI J.A.
Appl. Optics 4 937 - 946 (1965)
- [31] SHATILOV A.V. et TYUTIKOVA L.P.
Opt. Spectry. 14 227 (1963)
- [32] DOBROWOLSKI J.A.
7th General Meeting of I.C.O. 2- 7 Mai 1966 PARIS
- [33] NELDER J.A. et MEAD R.
Computer Journal 7 308 - 313 (1965)
- [34] KLAPISCH R.
Thèse Lab. A. COTTON ORSAY (1969)
- [35] POWELL M.J.D.
S.I.A.M. National meeting (1968)
- [36] GIACOMO P. , BAUMEISTER P.W. et JENKINS F.A.
Proc. Phys. Soc. 73 480 - 489 (1959)
- [37] BAUMEISTER P.W. et JENKINS F.A.
J. Opt. Soc. Am. 47 57 - 61 (1957)

- [38] CIDDOR P.E.
Opt. Acta 7 399 - 403 (1960)
- [39] CIDDOR P.E.
Opt. Acta 12 177 - 183 (1965)
- [40] JACKSON D.A.
Proc. Roy. Soc. Lond. A314 73 - 84 (1969)
- [41] KNITTL Z.
J. Physique 25 245 - 249 (1964)
- [42] KNITTL Z.
Appl. Optics 6 331 - 340 (1967)
Opt. Acta 9 295 - 309 (1962)
- [43] RAMSAY J.V. et CIDDOR P.E.
Appl. Optics 6 2003 - 2004 (1967)
- [44] CIDDOR P.E.
Appl. Optics 7 2328 - 2329 (1968)
- [45] BAUMEISTER P.
Opt. Acta 8 105 - 119 (1961)
- [46] CLAPHAM P.B. , DOWNS M.J. et KING R.J.
Appl. Optics 8 1965 - 1974 (1969)
- [47] PENSELIN S. et STEUDEL A.
Zeit. Für Physik 142 21 - 41 (1955)
- [48] BADOUAL R.
Thèse Lab. Prof. GIACOMO CAEN (1965)

- [49] BADOUAL R. et GIACOMO P.
Appl. Optics 5 63-67 (1966)
- [50] DUFOUR C. et HERPIN A.
Opt. Acta 1 1 - 8 (1954)
CANALS FRAU D.
Rev. Opt. 31 161 - 169 (1952)
JENKINS F.A.
Jl Physique 19 300 - 306 (1958)
- [51] TURNER A.F. et BAUMEISTER P.W.
Appl. Optics 5 69 - 76 (1966)
- [52] PERRY D.L.
Appl. Optics 4 987 - 991 (1965)
- [53] HEAVENS O.S. et HEATHER M. LIDDELL
Opt. Acta 15 129 - 138 (1968)
Appl. Optics 5 373 - 376 (1966)
- [54] BERTHOLD J.
Appl. Optics 8 1919 - 1924 (1969)
- [55] COSTICH V.R.
Laser focus 41 - 45 (1969)
- [56] MACLEOD H.A.
Thin Film Optical Filters Adam Hilger LTD London (1969)
- [57] DUFOUR C.
Ann. Physique 6 5 - 107 (1951)
- [58] GIACOMO P.
Rev. Opt. 35 317 - 354 et 442 - 467 (1956)

- [59] CLAPHAM P.B. , DOWNS M.J. et RAINE K.W.
Thin Solid Films 4 R39 - R42 (1969)
CLAPHAM P.B.
Thin Solid Films 4 291 - 305 (1969)
- [60] BANNING M.
J. Opt. Soc. Am. 37 792 - 797 (1947)
- [61] BEHRNDT K.H. et DOUGHTY D.W.
J. Vac. Sci. Tech. 3 264 - 272 (1966)
- [62] DOLLA A.
Doctorat de Spécialité Lab. Prof. BOUSQUET MARSEILLE (1970)
- [63] GIACOMO P. et JACQUINOT P.
J. Physique 13 59A - 64A (1952)
- [64] LISSBERGER P.H. et RING J.
Opt. Acta 2 42 - 46 (1955)
- [65] ROCHE P.
Doctorat de Spécialité Lab. Prof. BOUSQUET MARSEILLE (1969)
BOUSQUET P. et ROCHE P.
A paraître Rev. Opt.
- [66] ABELES F.
Jl. Physique 19 327 - 334 (1958)
- [67] HEAVENS O.S.
J. Opt. Soc. Am. 44 371 - 373 (1954)
- [68] GIACOMO P.
Jl. Physique 19 307 - 311 (1958)

- [69] GIACOMO P.
Jl. Physique 25 237 - 244 (1964)
- [70] PELLETIER E.
Thèse de 3ème cycle Lab. A. COTTON PARIS (1964)
- [71] PELLETIER E. et GIACOMO P.
Jl. Physique Appl. 2 52 - 56 (1967)
- [72] BADOUAL R. et PELLETIER E.
Proceedings of the second colloquium on thin films (1967)
BUDAPEST 249 - 256
- [73] ROIG J. , CLAUZEL J. et SAUREL J.M.
C.R. Acad. Sc. 263 538 - 541 (1966)
- [74] HALL J.F. et FERGUSON W.F.C.
J. Opt. Soc. Am. 45 74 - 75 (1955)
- [75] VEDEL F.
Thèse de Spécialité Lab. Prof. BOUSQUET MARSEILLE (1968)
- [76] BOUSQUET P.
J. Physique 25 50 - 54 (1964)
Opt. Acta 3 153 - 160 (1956)
- [77] BEHRDNT K.H.
in : Physics of thin films Vol 3 p 1 - 59 (1966)
- [78] HEITMANN W. et KOPPELMANN G.
Z. Angew. Phys. 23 221 - 226 (1967)

[79] HEITMANN W.
Appl. Optics 7 1541 - 1543 (1968)

[80] ROUARD P. et BOUSQUET P.
Opt. Acta 16 675 - 708 (1969)

[81] BOUSQUET P.
Ann. Phys. 2 163 - 214 (1957)
Rev. Opt. 41 277 - 294 (1967)

